

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA ATÓMICA, MOLECULAR Y NUCLEAR



TESIS DOCTORAL

**Calorimetría hadrónica con lectura semidigital basada en cámaras de planos
resistivos de vidrio para experimentos en colisionadores lineales e+e-**

**MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR
PRESENTADA POR**

Jorge Berenguer Antequera

Directora

Mary-Cruz Fouz Iglesias

Madrid, 2015

Departamento de Investigación Básica
Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y
Tecnológicas
Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear
Universidad Complutense de Madrid



Calorimetría hadrónica con lectura semidigital basada en cámaras de planos resistivos de vidrio para experimentos en colisionadores lineales e^+e^-

Memoria presentada para optar al grado de Doctor por

Jorge Berenguer Antequera

Dirigida por la

Dra. Mary-Cruz Fouz Iglesias

Enero 2014

Calorimetría hadrónica con lectura semidigital basada en cámaras de planos resistivos de vidrio para experimentos en colisionadores lineales e^+e^-

Memoria presentada para optar al grado de Doctor por

Jorge Berenguer Antequera

Dirigida por la

Dra. Mary-Cruz Fouz Iglesias

Departamento de Investigación Básica

**Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y
Tecnológicas**

Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear

Universidad Complutense de Madrid

Enero 2014

*A mi madre
y
a mis enanos,
Angélica, Andrea,
David y Rubén.*

Turing cree que las máquinas piensan.

Turing yace con hombres.

Luego las máquinas no piensan.

Falsa silogía de Alan Turing

Matemático, científico de la computación y criptógrafo británico

Londres, 23/06/1912 - Cheshire, 7/06/1954

Agradecimientos

Desde niño siempre me han enseñado que en esta vida hay que ser agradecido. En este sentido, tengo mucho que agradecer a muchas personas, que han aportado su granito de arena para la elaboración de esta tesis y quienes buscarán su nombre en este negro sobre blanco, por lo que espero nadie se me quede olvidado entre las letras de este teclado.

En esta pagina, quiero escribir el nombre de mi madre, Clara, que incluso con su ausencia, siempre ha estado cuidándome y marcándome el camino correcto y, muy seguro, seguirá haciéndolo. Gracias a ella he convertido como constantes vitales el valor que tienen el sacrificio y el trabajo duro diario. Sin el incondicional apoyo que una madre da a sus hijos yo no estaría aquí y por supuesto no sería lo que soy. Por ello, mandarle un beso enorme y decirle que la quiero. Y por supuesto, también afirmo que es la mejor madre del mundo.

Claro está que a mis hermanos, Isa y Juan, también les tengo que agradecer muchas cosas. Entre ellas el que hayan estado ahí en los malos momentos. Entre vuestro apoyo y las inocentes miradas de vuestros hijos, mis enanos, me ayudásteis, y seguís haciéndolo, a mirar más allá del ahora. A mi cuñado Fori por ser como es, así de *“payasete”* y por supuesto que siga así, (aunque a veces...) también le debo muchas cosas.

Mi tía María, para mí es como mi madre, también tiene mucha responsabilidad en la meta que acabo de alcanzar. A mis primos Fran, Bienve, Miguel, Juan Jose y primas Mari, Montse y Clara con quines después de reñir, siempre acababamos jugando olvidando las causas de las riñas. A mis amigos de toda la vida, entre los que destaco a Meca, David y Fran a los que les tengo un gran aprecio y los considero como mis hermanos. También quiero recordar a mi abuela Nieves, que junto a mi madre, supuso un gran ejemplo a seguir y a quien le mando muchos besos.

Fuera del ámbito familiar, la primera persona a quien quiero dedicar gran parte de estos agradecimientos es a mi supervisora, la Dr. Mary-Cruz Fouz, a quien cariñosamente me refiero como mi *“jefa”*. Sin duda, además de una gran profesional, es una magnífica persona a la que admiro. Gracias a su buen carácter y a la claridad de afrontar las dificultades, trabajar junto a ella fue algo sencillo.

También quiero acordarme del Dr. Jesús Puerta de quien puedo decir

muchas cosas, buenas todas ellas, pero me voy a quedar con los largos y buenos ratos pasados en la nave del CIEMAT realizando las medidas de las planchas. Las malas lenguas dicen que ha intentado “*esbirrizarme*” pero, con mis pequeñas dudas, creo que eso no sería nada malo.

Lógicamente también tengo que agradecer a los doctores Marcos Cerrada, Nicanor Colino y Manuel Aguilar por abrirme las puertas de este Departamento y ser tan afables como el primer día.

Siguiendo con la línea CIEMAT, tengo que agradecer al Dr. Rafael Ponce y a Manu, mis compis de despacho, al Dr. Aurelio Carnero, a Mariano y a Alberto por todo el peñazo que fueron con la quiniela y que nunca tocó, aggggg!! Ya fuera del vicio de las apuestas, quiero mencionar a los doctores María, Carmen, Cristina (la beduina), Dani, Nacho, David, Javi (el del Bigg Van Theory) a quienes atiborraba a preguntas acerca de ROOT a cada oportunidad. También quisiera animar a Carlos Díaz, a Antonio Delgado y al Dr Juan Pablo a que sigan organizando pachanguillas y campeonatos de “*furbito*”, y ahora más, que hemos conseguido asimilar el siempre difícil concepto de ganar, aunque a partir de este momento ganaréis sin mi (o lo mismo no). No quiero olvidarme de los cuasi doctores Julia, Isa, Jose, Bruno, Adrián y Javi (el sureste mejor que el sur!!), y tampoco de las nuevas incorporaciones Sara, Eva, Mar, MA, Manueliño. En estas líneas quiero mencionar a los técnicos de la nave, Julián y Puras, a Josemi, a Javier Yañez y a Enrique por la paciencia que tuvieron por aguantarme. Para cerrar la línea CIEMAT, quiero dar expresa mención a los cafés que me he tomado con el Dr Miguel Cárdenas y a Juanjo por el apoyo informático que me lleva dando desde que llegué a este departamento.

Por último, no por ello menos importante, quiero agradecer a mi “*familia de Madrid*” por la ayuda que me han prestado en todo momento. En especial a Isabel, la dueña del “*cortijo*”, quien me ha abierto las puertas de su casa y me ha tratado como a uno más de sus hijos. También quiero dar especial cariño a Yolanda y a Fran de quienes siempre he recibido palabras de aliento y apoyo en los malos momentos. Agradezco a Ainhoa y Lolo la consideración que me tienen. A Felix y a Paula, que siempre se han prestado a ayudarme en cualquier cosa.

Para concluir, quiero agradecer la ayuda que seguro me han prestado aquellas persona de las que me olvidé. Entono el “*mea culpa*”, seguro no fue queriendo.

Groucho Marx decía que encontraba a la televisión muy educativa porque cada vez que alguien la encendía, él se iba a otra habitación a leer un libro. Desde aquí os invito a que dejéis de mirar esos “grandes hermanos y sucedáneos” e imitéis esa acción, empezando, a ser posible, con esta tesis.

Índice

Introducción	XXIX
1. Fundamentos de los detectores gaseosos	1
1.1. Introducción	1
1.2. Ecuación de Bethe-Bloch	2
1.3. Ionización en gases	6
1.4. Movimiento de los productos de ionización	9
1.5. Formación de la avalancha de Townsend	11
1.6. Detección en gases	15
1.6.1. Regímenes de operación	15
1.6.2. Formación del pulso	16
1.6.3. Elección del gas	19
1.7. Nota histórica de los detectores gaseosos con planos paralelos	20
1.7.1. Contador de chispas	21
1.7.2. Cámaras de planos paralelos	22
1.8. Cámaras de planos resistivos (RPC)	22
1.8.1. Descripción de una RPC	22
1.8.2. Formación del pulso en una RPC	25
2. Principios básicos de calorimetría	27
2.1. Introducción	27
2.2. Estudio de las cascada electromagnéticas	28
2.2.1. Interacción de partículas cargadas	28
2.2.2. Interacción de fotones	30
2.2.3. Desarrollo espacial de las cascadas electromagnéticas	34
2.3. Estudio de las cascadas hadrónicas	38
2.3.1. Producción de una cascada hadrónica	39
2.3.2. Componentes de una cascada hadrónica	41
2.3.3. Desarrollo espacial de una cascada hadrónica	42
2.4. Energía depositada en un calorímetro	44
2.4.1. Respuesta de un calorímetro de muestreo	45

2.4.2.	Respuesta de un calorímetro hadrónico. Compensación	46
2.4.3.	Identificación de electrones y hadrones	48
2.4.4.	Resolución en energía de un calorímetro	49
3.	Calorimetría destinada a futuros colisionadores lineales	53
3.1.	Introducción a la colaboración CALICE	53
3.2.	Calorimetría digital	54
3.3.	Calorímetros desarrollados por la colaboración CALICE . . .	55
3.3.1.	Calorímetros electromagnéticos	55
3.3.2.	Calorímetros hadrónicos	59
4.	Construcción de un prototipo de calorímetro hadrónico con lectura semidigital	63
4.1.	Introducción	63
4.2.	Descripción del medio activo del prototipo	65
4.2.1.	Estructura de una GRPC	65
4.2.2.	Electrónica de lectura.	68
4.2.3.	Desarrollo de las GRPCs	70
4.3.	Construcción de la estructura mecánica	75
4.3.1.	Control de la planitud de los planos absorbentes . . .	76
4.3.2.	Proceso de ensamblaje	81
4.3.3.	Ensamblaje final del prototipo	85
4.4.	Sistema de adquisición de datos	87
5.	Estudios realizados con varios prototipos de GRPCs	91
5.1.	Introducción	91
5.2.	Proceso de selección de señales y sistema de adquisición de datos	92
5.2.1.	Señales asociadas a una partícula en el modo <i>trigger</i> externo	96
5.2.2.	Señales asociadas a una partícula sin <i>trigger</i> externo .	97
5.3.	Búsqueda de clusters	99
5.3.1.	Definición de un cluster	99
5.3.2.	Proceso de clusterización	100
5.4.	Reconstrucción de trazas	102
5.5.	Eficiencia y multiplicidad de las GRPCs	105
5.5.1.	Estudio del comportamiento de las GRPCs en función de la alta tensión	106
5.5.2.	Estudio del comportamiento de las GRPCs en función del umbral de carga	107
5.5.3.	Estudio de la homogeneidad de las GRPCs	108

6. Selección de partículas en las muestras de estudio de las pruebas realizadas con el prototipo SDHCAL	111
6.1. Introducción	111
6.2. Descripción de las campañas de 2012	112
6.3. Discriminación entre ruido y los sucesos físicos reales	113
6.4. Selección de las partículas procedentes del haz	115
6.5. Selección de muones	120
6.6. Eliminación de rayos cósmicos.	126
6.7. Selección de piones y electrones	129
6.7.1. Variables de selección basadas en los desarrollos longitudinal y transversal de una cascada	132
6.7.2. Punto de inicio de la cascada	138
6.8. Separación electrón-pion (e^-/π)	139
6.9. Estudio longitudinal de las cascadas hadrónicas	142
7. Prestaciones de las GRPCs del prototipo SDHCAL	145
7.1. Selección de la muestra y proceso de análisis	145
7.2. Eficiencia de detección y multiplicidad de las GRPCs	146
7.3. Ruido en sucesos de muones.	155
8. Estudio de las prestaciones del prototipo de SDHCAL	159
8.1. Introducción	159
8.2. Estudio en modo digital	160
8.3. Estudio del modo semidigital	171
8.4. Comparación de los modos digital y semidigital	180
Resumen y Conclusiones	183
Summary	187

Índice de figuras

1.	Esquema del ILC.	XXXI
2.	Elemento básico de las cavidades superconductoras de 1.3 GHz constituido por 9 celdas de niobio.	XXXII
3.	Esquema de CLIC.	XXXIII
4.	Esquema de la disposición típica del conjunto de detectores de partículas y la forma de obtener la energía de un <i>jet</i> sin hacer uso del PFA (izquierda) y haciendo uso de él (derecha).	XXXV
1.1.	Ordenación de los detectores en un experimento típico en colisionadores de partículas.	2
1.2.	Representación de la pérdida de energía de muones al incidir sobre cobre.	5
1.3.	Esquema del proceso de ionización de un átomo de un gas debido a la interacción de un electrón.	6
1.4.	Distintas distribuciones de Landau para un pion a 500 MeV que atraviesa distintos espesores de silicio[12].	9
1.5.	Distribución de energía de electrones computada en helio para diferentes valores del campo eléctrico reducido, donde $X/P = 1$ equivale a tener un campo eléctrico de 760 V/cm a una atmósfera de presión.	10
1.6.	Sección eficaz de los electrones frente a su energía en un gas formado solo por argón.	11
1.7.	Creación de electrones libres en un proceso de avalancha de Townsend.	12
1.8.	Primer coeficiente de Townsend en función del campo eléctrico reducido para varios gases nobles.	13
1.9.	Regímenes de operación de los detectores gaseosos según el voltaje aplicado.	16
1.10.	Esquema básico de la lectura de carga recogida por un detector gaseoso.	17
1.11.	Señal en un detector gaseoso con planos paralelos.	19
1.12.	Esquematización del proceso de avalancha que tiene lugar tras el paso de una partícula cargada a través de una RPC.	24

1.13. Ejemplo de una RPC formada por dos planos de diferentes resistividades separados por una distancia g	25
2.1. Esquema del proceso de <i>Bremsstrahlung</i> debido por el paso de un electrón a través de las inmediaciones de un núcleo atómico.	29
2.2. Esquema del efecto fotoeléctrico.	31
2.3. Esquema del efecto Compton.	32
2.4. Esquema del proceso de producción de pares debido a la interacción de un fotón sobre el campo eléctrico generado por el núcleo de un átomo.	34
2.5. Fracción de energía perdida por longitud de radiación en función de electrones y positrones (izquierda) y mecanismos de pérdidas de energía que sufren los fotones (derecha) en función de la energía de la partícula incidente en plomo[12].	36
2.6. Esquema del desarrollo de una cascada hadrónica generada por el paso de un neutrón a través del material absorbente.	41
3.1. Esquema de la estructura del prototipo Si-W-ECAL (izquierda) y fotografía del prototipo una vez terminado (derecha).	56
3.2. Fotografía de un <i>slab</i> completamente equipado (izquierda), esquema de su estructura interna (inferior) y vista de 6×6 píxeles de silicio (superior).	57
3.3. Imagen del extremo de una tira centelleadora en la que se encuentra embebida la fibra óptica WLS (izquierda) y de una MPPC (derecha).	58
3.4. Esquema de la distribución de los planos detectores (izquierda) y una imagen del prototipo ScWECAL durante una campaña de tests (derecha).	59
3.5. Losetas centelleadoras de diferente tamaño con una fibra WLS insertada en ranuras circulares (parte izquierda) conectadas a un SiPM (parte superior). En la parte derecha se muestra un plano de detección con losetas de tres tamaños.	60
3.6. Fotografías de la estructura principal del prototipo de DHCAL construido (izquierda) y del TCMT (derecha).	62
4.1. Esquema del corte transversal de una GRPC y de su electrónica.	65

4.2. Distribución de los espaciadores de cerámica utilizados para crear el recinto donde se encierra la mezcla de gas en la GRPC (superior izquierda), ejemplo de una simulación realizada con un programa de elementos finitos de la deformación que se produce sobre el ánodo debido a una separación de 100 mm entre espaciadores esféricos (superior derecha) y esquema de puntos de unión y adhesivos utilizados en el interior de la GRPC (inferior).	67
4.3. Eficiencia de detección de una GRPC en un barrido de alta tensión con y sin <i>power-pulsing</i> [59].	69
4.4. Vista de una DIF con sus componentes electrónicos de un DIF (izquierda) y el esquema de su estructura (derecha).	70
4.5. Muestra de una PCB vista por la cara donde se encuentran los pads (superior) y por la cara donde se encuentran los ASICs (inferior).	71
4.6. Disposición experimental de las pruebas realizadas con cinco mini GRPCs (izquierda) e intercalando bloques de acero inoxidable entre ellas para realizar pruebas sobre un <i>minipro-totipo</i> de SDHCAL (derecha) durante una de las campañas realizadas en el CERN.	72
4.7. GRPC de 1m ² completamente equipada con su electrónica de lectura expuesta a haces de piones en el SPS en el CERN. . .	72
4.8. Esquema de una <i>cassette</i> (izquierda) y de los elementos que la componen (derecha).	73
4.9. Una <i>cassette</i> vacía (izquierda) y un detector de 1 m ² completamente equipado y expuesto a haces de piones en el SPS en el CERN en septiembre de 2010 (derecha).	74
4.10. Puntos de entrada (izquierda) y de salida (derecha) de la mezcla de gas en las dos esquinas de uno de los laterales de una GRPC.	75
4.11. Modelo de distribución de gas en el interior de una GRPC (izquierda) y distribución de la velocidad de la mezcla de gas para un caudal de 3.6 l/h en una GRPC de 1 m ² (Escala 0-10 mm/s).	75
4.12. Esquema del conjunto de dispositivos ópticos utilizados durante el proceso de medida de la deformación de la planitud de una superficie y proceso de interferencia de los dos haces secundarios generados a partir de un haz láser.	77
4.13. Esquema del procedimiento de medida de la deformación de la planitud de cada uno de los planos de acero inoxidable. . .	77

4.14. Mesa de medida utilizada con los soportes puntuales fijados (superior izquierda), posicionamiento de una de las chapas medidas sobre los soportes (superior derecha) y momento de una de las medidas realizadas a lo largo de una diagonal (inferior).	79
4.15. Simulación de la deformación de una cara de una de las chapas debida al efecto de la gravedad cuando ésta se sustenta sobre los tres soportes puntuales (izquierda), deformación medida (centro) y deformación real de la misma tras sustraer la deformación debida a la gravedad (derecha). Las medias de las deformaciones vienen dadas en μm .	80
4.16. Distribución de máxima deformación de la planitud para cada una de las caras de todas las chapas usadas.	80
4.17. Esquema de la estructura mecánica centrándose en la región de las últimas chapas (absorbente en rosa) fijadas cada una a los dos espaciadores contiguos y esquema de un espaciador donde se observan los dos tipos de orificios que disponen.	81
4.18. Esquema detallado del ensamblaje de la estructura mecánica visto lateralmente (izquierda) y esquemas de los dos orificios que tienen los espaciadores para poder realizar el atornillado descrito en el texto (derecha).	82
4.19. Mesa especial construida en el CIEMAT para el montaje de la estructura mecánica del prototipo (izquierda) y detalle de una de las esquinas de la estructura después de haber ensamblado 4 chapas (derecha).	83
4.20. Controles realizados durante el proceso de montaje de la estructura mecánica: medida, mediante interferometría láser, de la deformación de algunos de los planos tras su ensamblaje (superior) y pruebas de inserción de la <i>cassete</i> (inferiores).	84
4.21. Estructura mecánica durante la rotación de posición horizontal a posición vertical.	84
4.22. Simulación de las deformaciones inucidas en la estructura en dos situaciones distintas de estrés a las que puede ser sometido el prototipo. Una explicación más detallada de ambas situaciones puede encontrarse en el texto.	85
4.23. Inserción vertical de una <i>cassette</i> con la GRPC y su electrónica en la estructura mecánica (izquierda) y detalle del cableado de las <i>cassettes</i> (derecha).	86
4.24. Vista general del prototipo completamente equipado con todos los elementos necesarios para su correcto funcionamiento en una de las campañas de test realizadas en el CERN.	87
4.25. Esquema general de la estructura del sistema de adquisición de datos utilizado para las campañas de tests del prototipo.	88

5.1. Ubicación de las 4 GRPCs perpendicularmente al haz de partículas. Las dos GRPCs más pequeñas se situaban más cerca de la línea de salida del haz, mientras que las dos grandes eran las más alejadas.	93
5.2. Esquema de la disposición de las GRPCs frente al haz y funcionamiento del sistema de trigger. La zona A representa el registro de los sucesos sincronizados, la zona B, el registro de los no sincronizados y la zona C, el final de una ventana temporal y el inicio de la siguiente.	94
5.3. Disposición experimental de las GRPCs durante las campañas de pruebas realizadas en noviembre de 2011.	95
5.4. Esquema de los procesos de aceleración y extracción del PS y de su inyección en el SPS.	95
5.5. Distribución temporal de todas las señales registradas por el conjunto de GRPCs con el modo trigger (superior) y zoom de la región de tiempos cercanos a cero (esquina superior derecha).	96
5.6. Distribución temporal de las señales registradas por el conjunto de GRPCs en modo sin <i>trigger</i> de uno de los <i>spills</i> de partículas.	97
5.7. Distribución del número total de hits registradas por el conjunto de GRPCs en escala logarítmica y en escala lineal ampliando la región de menor número de <i>hits</i> (esquina superior derecha).	98
5.8. Mapa del número de GRPCs que tienen señal frente al número total de <i>hits</i> registrados.	99
5.9. Distribución del número de GRPCs con señal.	99
5.10. Ejemplos de cinco <i>clusters</i> de diferente tamaño y distribución de los <i>hits</i> que lo constituyen.	100
5.11. Proceso de búsqueda de <i>clusters</i>	101
5.12. Distribución de la diferencia de posición de los <i>clusters</i> de la GRPC2 respecto de la GRPC1 y el ajuste gaussiano realizado para estimar la corrección del desplazamiento aplicado.	103
5.13. Distribución del menor χ^2 definido por la expresión 5.3 obtenido en cada suceso de los ajustes de las trazas con las posibles combinaciones de <i>clusters</i>	104
5.14. Distribución de los residuos obtenidos para las posiciones en el plano (X,Z) de los <i>clusters</i> encontrados en una de las cámaras de estudio.	105
5.15. Eficiencia (izquierda) y tamaño medio del cluster (derecha) obtenidos en función de la alta tensión aplicada a la cámara GRPC5.	106

5.16. Eficiencia (izquierda) y tamaño medio del cluster (derecha) obtenidos en función del umbral de carga de la cámara GRPC5.	107
5.17. Eficiencias en los puntos de medida en las cámaras GRPC3 y GRPC4.	108
5.18. Distribuciones de las eficiencias obtenidas en los distintos <i>pads</i> (izquierda) y del tamaño medio del <i>cluster</i> en las GRPCs de estudio (derecha).	109
6.1. Distribución temporal de los <i>hits</i> registrados en un <i>spill</i> para un haz de piones a 40 <i>GeV</i> donde la línea continua representa el valor medio de <i>hits</i> por bin temporal y la línea discontinua se corresponden con el corte impuesto para la selección de los sucesos físicos reales.	114
6.2. Ejemplo de un suceso de ruido que concentra la inmensa mayoría de hits en una única GRPC.	115
6.3. Distribución del número de hits de ruido en un bloque temporal de 200 <i>ns</i> para el prototipo completo encontrándose un valor medio de 0.350 <i>hits</i> por bloque.	115
6.4. Distribuciones del número total de hit (<i>Nhit</i>) para haces de piones a 7.5 <i>GeV</i> (rayado negro), 40 <i>GeV</i> (línea azul) y 80 <i>GeV</i> (superficie amarilla).	116
6.5. Ejemplo de un suceso con el que no se puede reconstruir una traza. En el eje X de ambas figuras se representa el número de las GRPCs y en el eje Y las posiciones X (imagen izquierda) e Y (imagen derecha) de los <i>hits</i> registrados.	117
6.6. Ejemplo de un suceso debido a un cósmico que entra en el prototipo más allá de la segunda GRPC.	118
6.7. Ejemplo de un suceso debido a un pion de 80 <i>GeV</i> registrándose señal únicamente en el último tercio del prototipo.	119
6.8. Ejemplo de un suceso debido a un pion de 80 <i>GeV</i> que deja poca señal en las primeras GRPCs.	119
6.9. Ejemplo de un suceso producido por un pion con muchas GRPCs seguidas sin señal entre dos bloques GRPCs con señal.	119
6.10. Distribución del número de <i>hits</i> de los sucesos preseleccionados como partículas del haz (línea azul) frente al número total de <i>hits</i> (amarillo sólido) y el número de <i>hits</i> de eventos procedentes de rayos cósmicos y sucesos problemáticos (rayado negro) para haces de piones a 7.5 <i>GeV</i> (izquierda) y 80 <i>GeV</i> (derecha).	120
6.11. Distribución de la densidad (izquierda) y de $\text{hit}_{\text{max}_2}$ (derecha), en escala logarítmica y normalizadas con el número de entradas, para haces de piones a 7.5 <i>GeV</i> (línea azul), a 40 <i>GeV</i> (rayado negro) y a 80 <i>GeV</i> (fondo amarillo).	121

6.12. Distribución de las regiones densidad <5 (izquierda) y $hit_{max2} < 10$ (derecha) para los haces de piones a 7.5 GeV (línea azul), a 40 GeV (rayado negro) y a 80 GeV (fondo amarillo) en escala lineal. La línea vertical de color rosa representa el corte establecido para separar los sucesos producidos por muones del haz y rayos cósmicos de las cascadas.	122
6.13. Ejemplo de un suceso debido a un muon que produce una cascada a su paso a través del prototipo.	123
6.14. Distribución del número de <i>hits</i> de los sucesos que se considera han dado lugar a cascadas según los cortes dados por la condición 6.2 para los datos tomados con haces de piones a 7.5 GeV (rayado negro), a 40 GeV (línea azul) y a 80 GeV (fondo amarillo).	123
6.15. Distribución de la densidad para valores menores que 20 para los haces de piones tomados a 7.5 GeV (línea azul), 40 GeV (rayado negro) y 80 GeV (fondo amarillo).	124
6.16. Ejemplo de un pion que produce la cascada al final del prototipo.	125
6.17. Distribución del número de <i>hits</i> debidos a partículas preseleccionadas como procedentes del haz (fondo amarillo) y la separación de las distribuciones del número de <i>hits</i> de muones del haz (línea azul) y de rayos cósmicos (rayado negro) que cumplen el corte dado por la condición 6.2 para haces de piones a 7.5 GeV (izquierda) y 80 GeV (derecha).	125
6.18. Ejemplo de un suceso debido al paso de un rayo cósmico a través del prototipo.	126
6.19. Ejemplo de un suceso debido a un muon del haz que pasa a través del prototipo.	126
6.20. Distribución de las pendientes para un haz de piones a 80 GeV del ajuste por mínimos cuadrados en la dirección X (izquierda) y en la dirección Y (derecha) tras aplicar los cortes definidos en el texto.	127
6.21. Distribuciones del número de hits debidos a los sucesos candidatos a cascadas (fondo amarillo), del número de hits producidos por muones que interaccionan a su paso por el prototipo (rayado negro) y de aquellos sucesos producidos por cósmicos seleccionados por los cortes angulares anteriores dados por 6.4 (línea azul) para un haz de piones a 7.5 GeV (izquierda) y de 80 GeV (derecha).	128
6.22. Ejemplo de un suceso debido a un rayo cósmico que produce una pequeña cascada y es seleccionado con los cortes dados por 6.4	129

6.23. Distribuciones del número de hits producidos por los sucesos candidatos a cascadas para haces de piones a 7.5 GeV (línea azul), a 40 GeV (rayado negro) y a 80 GeV (fondo amarillo).	130
6.24. Ejemplo de un suceso debido a algún tipo de ruido o posibles restos de cascadas electromagnéticas producidas por la interacción previa de electrones con material de la zona de pruebas.	131
6.25. Ejemplo de la detección de dos muones que atraviesan el prototipo simultáneamente.	131
6.26. Ejemplo de la detección de varios piones y electrones que atraviesan el prototipo al mismo tiempo.	131
6.27. Distribuciones de la variable $Longitudinal(N)$ determinadas para diferentes valores de N con los datos tomados con los haces de piones (línea azul) y con los haces de electrones que contienen piones (línea roja), en ambos casos a 80 GeV	132
6.28. Grado de confusión (%) de señales de piones mal asignadas como electrones para los tres valores de n con los haces de piones de 20 GeV (izquierda) y de 80 GeV (derecha) en función del número de planos N usados en la variable $Longitudinal(N)$.	133
6.29. Comparación del grado de confusión (%) de señales de piones mal asignadas como electrones para $n = 2$ con los haces de piones de 20 GeV (triángulos rojos) y a 80 GeV (círculos azules) en función del número de planos N usados en la variable $Longitudinal(N)$	134
6.30. Distribución de la variable Longitudinal (14) para los datos tomados con haces de piones (línea azul) y de electrones (superficie moteada roja) a 20 GeV (izquierda) y a 80 GeV (derecha).	134
6.31. Distribuciones de la variable $Lateral(X_p)$ determinadas para diferentes X_p con datos tomados con haces de piones (línea azul) y con haces de electrones (línea roja), ambos casos de 80 GeV	135
6.32. Distribución de la variable Lateral (X_{13}) para piones (línea roja) y electrones (superficie moteada verde) de 20 GeV (izquierda) y de 80 GeV (derecha).	136
6.33. Comparación del grado de confusión (%) de señales de piones mal asignadas a electrones para $n = 2$ con los haces de piones de 20 GeV (triángulo rojo) y de 80 GeV (círculo azul) en función del valor X_p utilizado en la variable $Lateral(X_p)$. . .	136
6.34. Distribución de Lateral (X_{13}) frente a Longitudinal (14) para haces de electrones (izquierda) y de piones (derecha) de 20 GeV (imágenes superiores), 50 GeV (imágenes centrales) y 80 GeV (imágenes inferiores) tomados en mayo de 2012.	137

6.35. Distribución de la GRPC donde tiene lugar el inicio de la cascada para haces de piones de 7.5 GeV (línea azul), 20 GeV (línea negra), 40 GeV (línea amarilla) y 80 GeV (línea roja).	139
6.36. Distribución de la variable <i>Combinada(E)</i> para un haz de piones (línea azul) y un haz de electrones (línea roja), ambos tomados a una energía de 80 GeV .	140
6.37. Confusión (%) de entradas asignadas a sucesos producidos por electrones en runes de piones de diferentes energías.	141
6.38. Distribución del número de <i>hits</i> debidos a cascadas (fondo amarillo), de la contribución de piones (línea azul) y de electrones (rayado negro) para runes de electrones de 20 GeV (izquierda) y de 80 GeV (derecha).	142
6.39. Comparación de las distribuciones del número de <i>hits</i> de piones procedentes de los runes de piones (fondo amarillo) y de los runes de electrones (línea azul) para los haces de partículas de 20 GeV (izquierda) y de 80 GeV (derecha).	142
6.40. Número de GRPCs que han registrado señal para sucesos producidos por piones de 7.5 GeV (línea azul), 20 GeV (línea negra), 40 GeV (línea amarilla) y 80 GeV (línea roja).	143
6.41. Perfil longitudinal de las cascadas hadrónicas producidas por piones de los haces de 7.5 GeV (línea azul), 20 GeV (línea negra), 40 GeV (línea amarilla) y 80 GeV (línea roja).	144
6.42. Ejemplo de un suceso producido por el paso de un pion tomado de un haz de 80 GeV que desarrolla la cascada en la última parte del prototipo.	144
7.1. Eficiencia (superior) y multiplicidad (inferior) promedio de todas las GRPCs en función de la fecha en la que se tomaron los datos.	147
7.2. Desglose de las eficiencias obtenidas para cada uno de los periodos: mayo (superior), septiembre (central) y noviembre (inferior).	148
7.3. Desglose de las multiplicidades obtenidas para cada uno de los periodos: mayo (superior), septiembre (central) y noviembre (inferior).	149
7.4. Eficiencia (izquierda) y multiplicidad (derecha) promedio de cada una de las GRPCs utilizadas durante las campañas de pruebas del prototipo.	150
7.5. Mapa de eficiencias de cada GRPC desde la primera hasta la número 24.	151
7.6. Mapa de eficiencias de cada GRPC desde la 25 hasta la 48.	152
7.7. Mapa de multiplicidad de cada GRPC desde la primera hasta la número 24.	153

7.8. Mapa de multiplicidad de cada GRPC desde la 25 hasta la 48.	154
7.9. Valores de la eficiencia de cada <i>pad</i> de las GRPCs (izquierda) y de la multiplicidad de todos los <i>clusters</i> encontrados (derecha).	155
7.10. Promedio del número de <i>clusters</i> por suceso no asociados a trazas de muones en función de la fecha en la que se tomaron los datos.	156
7.11. Número de <i>clusters</i> por suceso no asociados a trazas de muones en cada GRPC en las campañas de mayo (superior izquierda), septiembre (superior derecha) y noviembre (inferior) en cada GRPC.	156
7.12. Promedio del número de <i>clusters</i> por suceso no asociados a trazas de muones para cada periodo de pruebas sin las GRPCs 46,47 y 48.	157
7.13. Distribución del número de <i>clusters</i> no asociados a trazas de muones.	157
8.1. Distribuciones del número de <i>hits</i> para piones (superior) y electrones (inferior) de 20 <i>GeV</i> (izquierda) y 80 <i>GeV</i> (derecha) y el ajuste con una función Gauss en la región de $\pm 2\sigma$ respecto del valor medio de la distribución.	161
8.2. Distribuciones del número de <i>hits</i> para piones (superior) y electrones (inferior) de 20 <i>GeV</i> (izquierda) y 80 <i>GeV</i> (derecha) y el correspondiente ajuste con una función CB.	162
8.3. Respuesta del prototipo ante el N_{hit} para el caso de piones (izquierda) y de electrones (derecha)	163
8.4. Función de ajuste utilizada para obtener los parámetros C y D para piones (izquierda) y electrones (derecha).	164
8.5. Distribuciones de la energía reconstruida para piones (superior) y electrones (inferior) de 20 <i>GeV</i> (izquierda) y 80 <i>GeV</i> (derecha) y el ajuste realizado con una función CB.	165
8.6. Valor medio de la energía reconstruida obtenido con el estudio digital para piones (izquierda) y electrones (derecha) en función de la energía del haz.	166
8.7. Resolución en energía obtenida con el estudio digital en función de la energía del haz para piones (izquierda) y electrones (derecha).	166
8.8. Proyección en X de los <i>hits</i> registrados debidos a una cascada hadrónica generada por un pión (superior) y otra electromagnética producida por un electrón (inferior) ambos de 80 <i>GeV</i> . El color rojo corresponde a las señales que superan el tercer umbral, el azul al segundo y el verde al primero.	171

8.9. Representación en función de la energía del haz de los valores medios obtenidos para el número total de hits del suceso y para el número de <i>hits</i> según el mayor umbral que ha sido superado, para piones (izquierda) y electrones (derecha).	172
8.10. Parametrización de las funciones $\alpha(N_{hit})$, $\beta(N_{hit})$ y $\gamma(N_{hit})$ en función del N_{hit} para piones (izquierda) y para electrones (derecha).	173
8.11. Distribuciones de la energía reconstruida obtenida con el estudio semidigital para piones (superior) y electrones (inferior) de 20 <i>GeV</i> (izquierda) y 80 <i>GeV</i> (derecha) tras el ajuste con una función CB.	174
8.12. Energía reconstruida que se obtiene con el estudio semidigital para piones (izquierda) y para electrones (derecha) en función de la energía del haz.	174
8.13. Resolución en energía que se obtiene con el estudio semidigital para piones (izquierda) y para electrones (derecha) en función de la energía del haz.	180
8.14. Comparación de las distribuciones de la energía reconstruida para piones (superior) y electrones (inferior) a 20 <i>GeV</i> (izquierda) y 80 <i>GeV</i> (derecha) con el estudio digital (línea roja) y semidigital (rayado azul).	181
8.15. Comparación de la resolución en energía de piones (derecha) y electrones (izquierda) obtenidas con los estudios digital(círculos rojos) y semidigital(triángulos azules)	181

Índice de Tablas

1.1. Propiedades de algunos de los gases más comunes en los detectores gaseosos en condiciones normales.	4
1.2. Coeficientes de difusión y valores de movilidad para diversos gases.	11
1.3. Valores de las constantes A y B de la expresión 1.25 para diversos gases según la intensidad del campo eléctrico aplicado.	14
2.1. Parámetros atómicos y nucleares de algunos materiales de interés[12, 29].	35
3.1. Diferentes prototipos que se están desarrollando dentro de la colaboración CALICE.	54
8.1. Número de sucesos producidos por piones y electrones durante las campañas de pruebas de 2012.	160
8.2. Valores de los parámetros que se obtienen de los ajuste realizados para piones (ecuación 8.3) y para electrones (ecuación 8.4).	163
8.3. Valores de los parámetros C y D obtenidos de los propios datos.	164
8.4. Valores medios de la energía reconstruida, su desviación relativa a la energía del haz y la resolución en energía obtenidos con el estudio en modo digital para piones y electrones.	167
8.5. Errores estadísticos relativos obtenidos para la energía reconstruida y para la resolución en energía en el estudio digital.	168
8.6. Incertidumbres sistemáticas relativas para la energía reconstruida y para la resolución en energía en el estudio digital obtenidas con la variación de la variable densidad.	169
8.7. Incertidumbres sistemáticas relativas para la energía reconstruida y para la resolución en energía en el estudio digital obtenidas variando la función $f(E)$	170
8.8. Errores estadísticos relativos obtenidos para la energía reconstruida y para la resolución en energía en el estudio semidigital.	176

- 8.9. Incertidumbres sistemáticas relativas para la energía reconstruida y para la resolución en energía en el estudio semidigital obtenidas con la variación de la variable densidad. 177
- 8.10. Incertidumbres sistemáticas relativas para la energía reconstruida y para la resolución en energía en el estudio semidigital obtenidas variando la función $f(E)$ 178
- 8.11. Valores medios de la energía reconstruida, su desviación relativa a la energía del haz y la resolución en energía obtenidos con el estudio en modo semidigital para piones y electrones. . 179

Introducción

La física de altas energías se encarga del estudio de la estructura básica del universo. La descripción tanto de los constituyentes de la materia como de sus propiedades y de sus interacciones se realiza con el Modelo Estándar (SM) de la física de partículas. Según este modelo, un total de 12 partículas de carácter fermiónico (6 quarks y 6 leptones) constituyen la materia, mientras que los bosones se encargan de las diferentes interacciones entre ellas.

El estudio de todo este mundo subatómico ha sido posible gracias al desarrollo de colisionadores de partículas que, junto con sus detectores, permiten explorar rangos energéticos cada vez más grandes estudiando escalas espaciales cada vez más pequeñas. De esta manera, se cataloga la estructura más básica de la materia con el objetivo de estudiar sus componentes y las interacciones entre ellos. Normalmente se aceleran protones, electrones y sus anti-partículas ya que se trata de partículas estables. En una primera clasificación, pueden distinguirse entre colisionadores hadrónicos y leptónicos. La elección entre uno u otro tipo depende de los objetivos de la investigación que se pretenda desarrollar, ya que cada uno de ellos posee características diferentes. Ahora bien, estos dos tipos de colisionadores son complementarios el uno del otro para conseguir desarrollar el estudio de la física de partículas.

¿Por qué un colisionador lineal e^+e^- ?

Los colisionadores hadrónicos, por esencia, se destinan al descubrimiento de nuevas partículas, propiedades e interacciones. Las colisiones entre protones permiten una rápida exploración de un enorme rango energético, ya que en estas colisiones entran en juego los elementos constituyentes de un protón (quarks y gluones) que transportan una importante parte de su energía. En una colisión entre protones se pueden producir fusiones de gluones o colisiones entre quarks o quark-gluon. Por ejemplo, a mediados de 2012 en el LHC (*Large Hadron Collider*), que es un acelerador circular actualmente en funcionamiento en el que se producen colisiones protón-protón, se descubrió una partícula compatible con el bosón de Higgs[1, 2]. Además, con este colisionador de protones se buscan evidencias de nueva física como, por ejemplo, la supersimetría (SUSY), se realizarán medidas de la violación CP

en las desintegraciones de los mesones B y se estudia el plasma formado por quarks y gluones con las colisiones de iones pesados a altas energías.

El Comité Internacional para Futuros Aceleradores de partículas (ICFA) ha propuesto el uso de un colisionador lineal de e^+e^- para complementar y extender el programa de física que el LHC[3] tiene previsto para los próximos años. Con este colisionador lineal se podrán realizar medidas de alta precisión de la física que haya sido descubierta en el LHC y permitirá, además, el acceso a un conjunto de nuevos procesos físicos adicionales. La propuesta de uso de un colisionador de e^+e^- presenta las siguientes ventajas:

- La energía en el centro de masas será conocida con una alta precisión y ajustable a las necesidades del experimento. Esto permitirá explorar la región energética estudiada por el LHC como si se utilizara una lupa y realizar así medidas más precisas.
- Los haces de electrones y positrones pueden ser polarizados. Electrones dextrógiros y levógiros con las mismas propiedades tienen comportamientos diferentes, por lo que la polarización de un haz de electrones puede utilizarse para aumentar o suprimir la señal.
- Señales más limpias sobre un fondo moderado. Los detectores están sometidos a una radiación mucho menor que en el caso del LHC y las señales de los procesos de interés de un colisionador e^+e^- son solo dos órdenes de magnitud menor que el resto de las señales.

Por todo ello, este tipo de colisionador tiene un enorme potencial para llevar a cabo medidas de precisión, que sólo serán posibles si se logra diseñar detectores capaces a su vez de realizar medidas con alta precisión.

La energía máxima que un electrón adquiere en un acelerador circular se ve limitada por la denominada radiación sincrotrón. En el rango energético de la teraescala, la radiación sincrotrón afecta en mayor medida a electrones que a protones debido a su pequeña masa. Un colisionador lineal, donde este efecto no se produce, constituye el único medio efectivo de acelerar electrones a este nivel energético.

Física en un colisionador lineal e^+e^-

Con un colisionador lineal e^+e^- se podría detectar el bosón de Higgs y además tener la capacidad para explorar todas las posibles interacciones con los umbrales de energía, iguales o inferiores a la escala de los TeV. Por otro lado, si se descubren en el LHC evidencias de la existencia de supersimetría, un colisionador lineal trabajando en la tera-escala podrá medir con precisión las características de todas las partículas supersimétricas que se hayan descubierto en el LHC. Por último, la física asociada al quark top (t) también podrá ser estudiada con una alta precisión utilizando una enorme cantidad de sucesos tt generados en el acelerador.

Opciones para un colisionador lineal e^+e^-

Dentro de la nueva generación de colisionadores lineales (e^+e^-) que están desarrollándose se encuentran el ILC (International Linear Collider)[4], basado en estructuras superconductoras de radio-frecuencia como método de aceleración de los haces, y CLIC (Compact Linear Collider)[5], en el que se utilizan dos haces de aceleración.

El ILC constituye la línea más avanzada, como demuestra el hecho de haberse presentado el TDR (Technical Design Report)[4] a mediados de 2013 donde se realiza una descripción del diseño del acelerador y de los avances en el desarrollo conceptual de los detectores International Large Detector (ILD)[6] y Silicon Detector (SiD)[7]. Por otro lado, CLIC ha presentado el CDR (Conceptual Design Report)[5] en 2012 en el que se describen el acelerador y los conceptos de detectores, muy parecidos a los del ILC (CLIC-ILD y CLIC-SiD).

ILC (*International Linear Collider*)

El ILC constituirá un acelerador lineal de alta luminosidad y aproximadamente de 30 km de longitud. Con el ILC se podrán acelerar haces de electrones y positrones para producir colisiones a energías en el centro de masas de entre 200-500 GeV y extendible a 1 TeV . En la figura 1 se muestra la estructura del ILC donde se observa los diferentes elementos que lo componen.

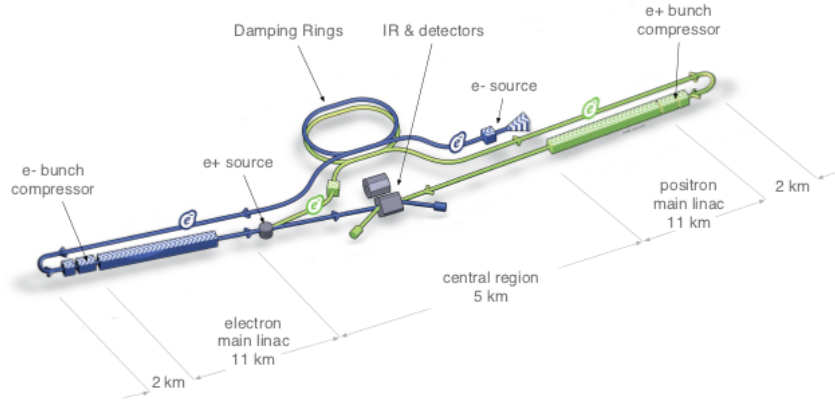


Figura 1: Esquema del ILC.

Este acelerador contendrá una fuente de electrones polarizados que se generarán con un haz láser que iluminará un fotocátodo. Los electrones que se generen poseerán un grado de polarización de $\sim 90\%$. Del mismo modo, dispondrá de una fuente de positrones con una polarización $>50\%$. Los positrones se obtendrán de los pares electrón-positrón gracias a los fotones de

alta energía producidos por el paso del haz principal de electrones a través de un ondulator. Tanto los electrones como los positrones que se generen serán introducidos en un anillo de 6.7 km de circunferencia donde se acelerarán hasta los 5 GeV . Estos dos anillos estarán hospedados en un túnel común. Los haces de electrones y de positrones, a través de los sistemas de inyección, serán transportados desde los anillos de aceleración hasta los aceleradores lineales (*linacs*) principales.

Los dos *linacs* principales, de 11 km de longitud, estarán constituidos por cavidades aceleradoras de radio-frecuencia de 1.3 GHz , que operarán con un gradiente de aceleración de 31 MeV/m con una longitud de pulso de 1.6 ms . Se utilizarán un total de 17000 cavidades constituidas por 9 celdas de niobio cada una de ellas (ver figura 2).

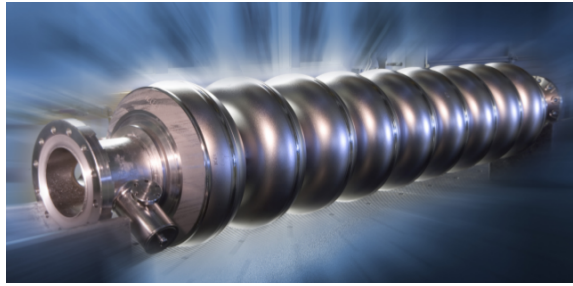


Figura 2: Elemento básico de las cavidades superconductoras de 1.3 GHz constituido por 9 celdas de niobio.

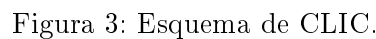
Por último, dos líneas de salida del haz, de 2.2 km de longitud cada uno, conducirán los haces de electrones y positrones al punto de interacción con un ángulo de colisión de 14 mrad . En el ILC existirá un único punto de colisión con el uso de dos detectores diferentes, por lo que, cada cierto periodo de toma de datos, se detendrá la operación del colisionador para intercambiar los detectores mediante un mecanismo denominado *push-pull*.

La frecuencia de repetición con la que este acelerador operará será de 5 Hz , creándose un tren de 2625 paquetes con $\sim 2 \cdot 10^{10}$ partículas en algo menos de 1 ms de longitud para cada repetición.

Se tendrá un pico de luminosidad de $2 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ con una disponibilidad del 75 %, dando lugar a una luminosidad integrada para los primeros años de unos 500 fb^{-1} para energías en el centro de masas de 500 GeV .

CLIC (*Compact Linear Collider*)

CLIC es un acelerador lineal de electrones y positrones con una energía de colisión en el centro de masas de 3 TeV con una luminosidad de diseño de $2 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ y utilizando un esquema de aceleración basado en dos haces (*Two-Beam Acceleration* (TBA)). En la figura 3 se muestra el esquema de los elementos de CLIC.



La parte principal de CLIC estará formado por un tunel común donde se hospedarán los linacs principales, el haz de conducción y las líneas de extracción y transferencia PETS.

El haz de CLIC está formado por grupos de trenes de 156 ns de longitud con una tasa de repetición de 50 Hz . Dentro de cada tren se encuentran 312 grupos de $3.7 \cdot 10^9$ partículas. Cada uno de estos grupos están separados por 0.5 ns .

Calorimetría destinada a los futuros colisionadores lineales e^+e^-

Tanto en el ILC como en CLIC se producirán muchos procesos de interés con estados finales de varios *jets* de partículas. Los detectores tienen que realizar medidas con una alta precisión de estos estados finales siendo capaces de separar *jets* cercanos. Esto significa que los detectores tienen que mejorar la resolución en energía de los *jets* en un factor 2 respecto a los experimentos actuales, requiriéndose un valor de:

$$\sigma(E) = 30\% \sqrt{E(\text{GeV})} \quad (1)$$

En promedio, las partículas cargadas (principalmente hadrones cargados) contribuyen en un 60 % a la energía total de un *jet*, los fotones (por medio de la reacción $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) lo hacen en un 30 % y los hadrones neutros (básicamente son neutrones o K_L) constituyen un remanente de un 10 %.

En la calorimetría tradicional, la energía de los *jets* de partículas puede aproximarse mediante la suma de la energía depositada en los calorímetros electromagnético y hadrónico (ECAL + HCAL) sin considerar la información que proporciona el detector de trazas, como se muestra en el esquema de la parte izquierda de la figura 4.

Un método bastante prometedor para mejorar la resolución en energía de los *jets* es el denominado *Particle Flow Algorithm* (PFA), que consiste en desarrollar un análisis basado en la identificación de cada una de las partículas de los *jets* de forma individual en los distintos componentes del detector. Los calorímetros han de ser capaces de identificar estas partículas individualmente para poder asociarlas a las trayectorias reconstruidas en el detector de trazas.

Como la mayor parte de las partículas de un *jet* son cargadas y los detectores de trazas poseen una excelente precisión, si se mide su energía sólo en el detector de trazas y se elimina su contribución de los calorímetros, se puede mejorar significativamente su resolución en energía. Para ello, se identifican los distintos tipos de partículas, y se mide la energía de cada una de ellas con el tipo de detector que proporciona la mejor resolución. De este modo, el detector de traza se utiliza para medir la energía de las partículas cargadas, la energía de los fotones se mide en el calorímetro electromagnético y la de los hadrones neutros se mide en el calorímetro hadrónico, como se ilustra en el esquema de la derecha de la figura 4.

Desde el punto de vista de calorímetros, conseguir una buena reconstrucción de las cascadas es tan importante como la resolución en energía. Para ello, los calorímetros deben tener una alta segmentación longitudinal y granularidad transversal. La segmentación longitudinal se consigue con calorímetros de muestreo, introduciendo un gran número de planos de lectura (en los calorímetros tradicionales la lectura se realiza en torres que agrupan celdas de varios planos). La granularidad transversal se alcanza reduciendo el tamaño de las celdas de lectura en cada plano. Esto proporcionará millones de canales de lectura en los diferentes calorímetros, permitiendo realizar una lectura en las tres dimensiones espaciales.

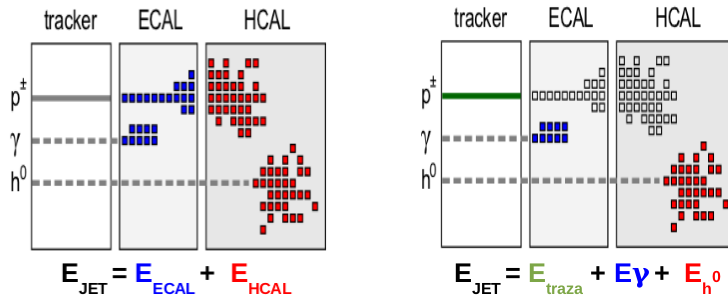


Figura 4: Esquema de la disposición típica del conjunto de detectores de partículas y la forma de obtener la energía de un *jet* sin hacer uso del PFA (izquierda) y haciendo uso de él (derecha).

La resolución en energía de un *jet* va a venir dada por la contribución de las resoluciones que se obtengan del detector de trazas, del ECAL y del HCAL en función del tipo de partícula medida en el detector.

Aplicando el PFA se puede realizar una separación clara de las señales de diferentes partículas y evitar un posible doble conteo de señales para una misma partícula. Sin embargo, existe un nivel de confusión debido a una mala asignación de señales de cascadas, o parte de ellas, a partículas cargadas o neutras, ya que, las partículas pueden pasar cerca entre ellas dentro de los propios detectores dificultando su distinción. Este nivel de confusión afecta únicamente a la determinación de la resolución en energía del *jet* y no al rendimiento intrínseco de los calorímetros. Existen, también, otros efectos que afectan a la resolución en energía de un *jet*. Por ejemplo, como se verá más adelante, en un calorímetro hadrónico parte de la energía de un *jet* no puede ser reconstruida, dando lugar a la pérdida de parte de esa energía. Los efectos instrumentales (calibración, umbrales, ganancia electrónica...) representan también una contribución a tener en consideración. La resolución en energía de un *jet* de partículas puede expresarse como la suma cuadrática de todas estas contribuciones como:

$$\sigma_{jet}^2 = f_{h^+} \sigma_{traza}^2 + f_{\gamma} \sigma_{em}^2 + f_{h^0} \sigma_{had}^2 + \sigma_{conf}^2 + \sigma_{perd}^2 + \sigma_{instr}^2 \quad (2)$$

donde:

- f_{h^\pm} , f_γ y f_{h^0} se corresponden con las fracciones de partículas cargadas, fotones y hadrones neutros de un *jet*.
- σ_{traza}^2 , σ_{em}^2 , σ_{had}^2 son las resoluciones del detector de trazas, del ECAL y del HCAL respectivamente.
- σ_{conf}^2 representa la resolución que se debe al nivel de confusión entre señales de partículas que pasan relativamente cerca entre ellas.
- σ_{perd}^2 término que se debe a la energía no medida.
- σ_{intr}^2 término debido a los efectos instrumentales.

Los detectores de partículas son optimizados para hacer uso del PFA. Para ello, se introduce una mayor granularidad en los detectores con la que se mejora la separación entre cascadas de diferentes partículas, minimizando, así, la contribución del nivel de confusión (σ_{conf}). Mediante la minimización de las zonas muertas o fugas de las cascadas puede reducirse la contribución del término σ_{perd} .

CALICE (*CALorimetry for LInear Collider Experiments*) es una colaboración internacional que realiza I+D en calorímetros altamente segmentados destinados a la futura familia de aceleradores lineales, optimizados para hacer uso del PFA.

Objetivos de esta tesis

Entre los distintos tipos de calorímetros que están siendo desarrollados por la colaboración CALICE, que se presentarán en el capítulo 3, se encuentra el SDHCAL (*SemiDigital Hadronic CALorimeter*). El SDHCAL es un calorímetro de muestreo formado por detectores gaseosos leídos por celdas de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ intercalados entre capas de 2 cm de acero inoxidable como absorbente. Los detectores utilizados como medio activo están formados por planos de vidrio de alta resistividad y reciben el nombre de *Glass Resistive Plate Chambers* (GRPCs).

La lectura digital consiste en contar el número de celdas tocadas por una partícula donde se ha depositado una energía superior a un cierto umbral identificando, además, aquellas celdas que han registrado señal. El uso de una lectura digital simplifica la electrónica de lectura reduciendo así sus costes de producción. Por otro lado, con el uso de tres umbrales de discriminación, haciendo semidigital la lectura, se consigue, como se verá en capítulos siguientes, una mejor resolución y linealidad de la cascada que con el uso de un único umbral de discriminación.

El objetivo de esta tesis es demostrar la viabilidad del SDHCAL como calorímetro hadrónico para experimentos en colisionadores lineales. Para ello, en primer lugar, se han desarrollado prototipos de cámaras GRPCs y, posteriormente, se ha construido un prototipo de calorímetro de 1 m^3 . Todos estos dispositivos han sido probados exhaustivamente con haces de partículas en diferentes áreas experimentales del CERN para poder determinar sus prestaciones. Esta tesis describe todo el proceso desarrollado, tanto en la construcción como en las pruebas del prototipo y en los resultados obtenidos.

En los primeros capítulos de esta memoria, se introducen los fundamentos teóricos del proceso de detección en gases (capítulo 1) y la formación de las cascadas en un calorímetro (capítulo 2). El capítulo 3 describe el marco de I+D en calorímetros que la colaboración CALICE está desarrollando bajo los requisitos de calorimetría marcados por los experimentos en colisionadores lineales.

En el capítulo 4 se centra la atención en la tecnología SDHCAL donde se muestra el proceso seguido para el construcción del prototipo SDHCAL, objeto de estudio en esta tesis. En la primera parte del capítulo se explica el desarrollo de GRPCs de distintos tamaños, así como su electrónica asociada, hasta lograr construir los primeros prototipos de GRPCs de 1 m^2 . En la segunda parte, se describe el proceso de construcción de la estructura mecánica, actividad que fue realizada íntegramente en los talleres del CIEMAT.

En el capítulo 5 se muestran los resultados obtenidos en las pruebas realizadas con los primeros prototipos de GRPCs de 1 m^2 estudiando sus prestaciones: eficiencia, multiplicidad y homogeneidad de detección.

En los tres últimos capítulos se presentan los estudios realizados con el prototipo calorimétrico de 1 m^3 , que fue expuesto a haces de partículas de diferente energía en varias campañas de pruebas. Se utilizaron haces con piones, electrones y muones. En primer lugar se desarrolló un método para identificar las señales generadas por cada tipo de partícula, explicado en el capítulo 6. En el capítulo 7 las muestras de muones seleccionadas fueron utilizadas para el cálculo de la eficiencia, la multiplicidad y la homogeneidad de detección de las GRPCs. Por último, en el capítulo 8 se analizan la respuesta y la resolución en energía del prototipo tras las interacciones de piones y electrones.

Contribución personal

En este documento tesis se expone tanto la metodología seguida en cada estudio como los resultados obtenidos y las conclusiones a las que se llegan tras un largo trabajo de investigación acerca de la viabilidad de la tecnología SDHCAL para constituir un calorímetro hadrónico final.

He participado muy activamente en la preparación de los distintos dispositivos experimentales (equipamiento, posicionamiento y cableado de los detectores) y en la toma de datos, *in situ*, durante las diferentes campañas de pruebas de los prototipos de las primeras cámaras GRPCs de 1 m^2 construidas y del prototipo SDHCAL de 1 m^3 completamente equipado. Durante el proceso de construcción del prototipo, fui uno de los responsables de algunas de las pruebas de control de calidad realizadas.

He colaborado significativamente en los procesos de análisis de los datos tomados tanto con las GRPCs individuales como con el prototipo SDHCAL que sirvieron para estudiar las prestaciones de esos dispositivos. He participado en las diferentes discusiones del grupo SDHCAL donde se decidieron determinadas estrategias de análisis, aportando ideas y desarrollando métodos alternativos a los propuestos.

En primer lugar, se realizaron los estudios de las primeras GRPCs de 1 m^2 construidas que permitieron validar esta tecnología como posible medio activo de un calorímetro. Por otro lado, los buenos resultados logrados con el prototipo SDHCAL han permitido que sea considerado como una opción viable para el experimento ILD del ILC tal y como queda reflejado en el TDR del ILC[4]. En el volumen 4[8] del mismo, destinado a la descripción de los posibles detectores, se presenta el diseño de un posible calorímetro hadrónico basado en esta tecnología junto con algunos de los resultados obtenidos en los diferentes tests del prototipo en haces de partículas.

Algunos de los resultados de esta tesis han sido presentados por mí como contribución oral en las XXXIII y XXXIV Bienales de la Real Sociedad Española de Física, en las VI Jornadas Jóvenes Investigadores CIEMAT y en diversas conferencias internacionales por otros miembros de la colaboración. El proceso de construcción de la estructura mecánica se ha publicado en un informe técnico CIEMAT[9] y se está finalizando la redacción de un artículo sobre el diseño, construcción y puesta a punto del SDHCAL que será enviado en un corto espacio de tiempo a publicar. Algunos de los resultados obtenidos por el grupo SDHCAL a partir de las pruebas en haces de partículas se han publicado como notas de análisis de la colaboración. En el futuro formarán parte de un artículo junto con los resultados que se esperan obtener en nuevos tests que se están realizando.

Capítulo 1

Fundamentos de los detectores gaseosos

RESUMEN: En este capítulo se van a exponer los principios de funcionamiento de los detectores de partículas basados en la detección de cargas de ionización producidas por el paso de una partícula a través de un medio gaseoso.

1.1. Introducción

El paso de una partícula a través de un medio material produce una serie de procesos físicos debidos a las muchas interacciones con los átomos que constituyen el medio. Tras cada interacción, la partícula incidente pierde una determinada cantidad de energía que se deposita en el medio.

La necesidad de detectar y medir partículas derivó en el diseño y desarrollo de una serie de dispositivos denominados detectores de partículas. Un detector de partículas transforma la energía depositada por la partícula incidente en el medio en otros tipos de energía relativamente fáciles de cuantificar como pulsos eléctricos o emisiones de luz.

Todos los detectores se basan en la interacción partícula-materia y cada uno de ellos es válido para uno o varios tipos de partículas y rangos de energía de acuerdo con su principio activo o su mecanismo de detección. Por tanto, se dispondrá de diversos métodos de detección e identificación de partículas.

Los procesos físicos que predominan en un detector de partículas son de índole coulombiano, esto es, aquellos en los que los átomos que constituyen el medio material son ionizados o excitados por el paso de una partícula cargada.

De forma general, los diferentes tipos de detectores de partículas se clasifican en dos grupos: “**detectores destructivos**”, aquellos que absorben por

completo la partícula para medir su energía, por ejemplo los calorímetros, y **“detectores no destructivos”**, aquellos que alterando lo menos posible las propiedades de las partículas incidentes se encargan de medir su trayectoria y su energía. Ambos tipos de detectores pueden utilizarse para identificar las partículas que inciden.

En un experimento tipo de física de altas energías, donde se pretende el estudio de procesos físicos que dan lugar a diferentes tipos de partículas, se hace necesario la combinación de diferentes tipos de detectores para realizar una medida con la máxima precisión posible. En la figura 1.1 se representa la ordenación típica del conjunto de subdetectores que forman un experimento de un colisionador de partículas, donde puede verse como cada tipo de partícula, de acuerdo a sus características, interacciona con los distintos detectores que lo constituyen.

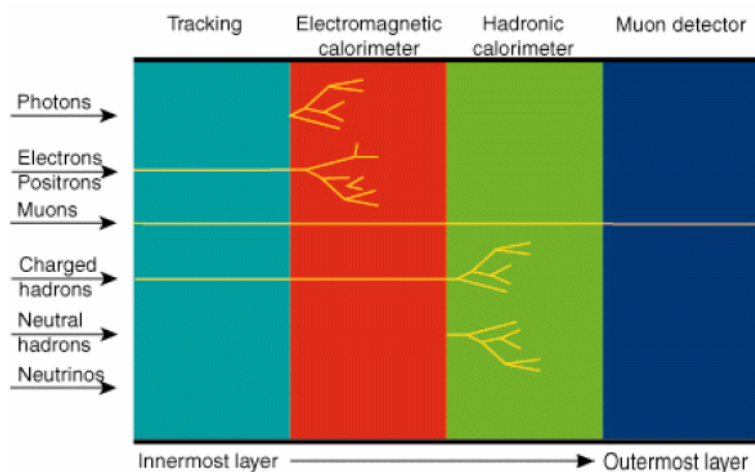


Figura 1.1: Ordenación de los detectores en un experimento típico en colisionadores de partículas.

1.2. Ecuación de Bethe-Bloch

Una partícula cargada moviéndose a través de un medio material sufre a lo largo de su trayectoria numerosas interacciones con los átomos y moléculas del medio. Cada una de estas interacciones se produce con una determinada probabilidad y depende de las características propias de la partícula incidente así como del material atravesado.

Las sucesivas interacciones hacen que, progresivamente, se pierda la energía cinética de la partícula incidente. Por tanto, el alcance de una partícula cargada en el interior de un medio material será finito. Las interacciones de una partícula cargada en un medio material se conoce como colisión y se

distinguen tres tipos:

- **Colisiones elásticas.** La partícula incidente interacciona debido a la fuerza electromagnética con un átomo desviando su trayectoria y sin apenas perder energía.
- **Colisiones inelásticas.** La partícula incidente invierte parte de su energía en arrancar un electrón de la corteza atómica ionizando el átomo y cediendo parte o toda su energía cinética. Puede ocurrir que la partícula incidente no ceda suficiente energía para generar la ionización, pero sí para excitar el átomo que se desexcitará emitiendo radiación característica del material. Tanto la partícula incidente como el electrón ionizado, si tienen la suficiente energía, pueden seguir ionizando y/o excitando otros átomos que se encuentren en su trayectoria hasta agotar su energía cinética y ser absorbidos por el medio.
- **Colisiones radiativas.** Cuando la partícula incidente pasa lo suficientemente cerca del núcleo atómico sufrirá una gran pérdida de su energía cinética a través de emisiones radiativas, denominada radiación de frenado o de Bremsstrahlung. El espectro de energías posibles de estos fotones va a ser continuo y depende de la energía cinética de la partícula incidente y de la distancia a la que pase del núcleo.

En un detector gaseoso, la principal causa de la pérdida de energía cinética de una partícula cargada son los procesos en los que los átomos que constituyen el medio material son ionizados y excitados, es decir, aquellos procesos debidos a colisiones inelásticas. Los procesos físicos derivados de colisiones elásticas o radiativas como la radiación de Brehmstrahlung tendrán poca relevancia.

La pérdida de energía por unidad de longitud debido a los procesos de ionización y excitación, también conocida como poder de frenado, fue descrita por Bloch y Bethe mediante la parametrización de la energía transferida en términos del momento transferido considerando fenómenos mecánico-cuánticos en primer orden de la teoría de perturbaciones. La ecuación de Bethe-Bloch [10] viene dada por la expresión 1.1:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 W_{max}}{I^2 (1 - \beta^2)} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (1.1)$$

donde N_a es el número de avogadro; r_e es el radio clásico del electrón; m_e es la masa del electrón; Z y A son el número atómico y la masa atómica respectivamente del material que atraviesa la partícula incidente; z y $\beta = v/c$ son la carga y la velocidad de la partícula incidente respectivamente; I es el potencial efectivo de ionización del medio.

GAS	Z	A	dE/dx (keV/cm)	I_0 (eV)	W_i (eV)	n_p/l (cm^{-1})	n_t/l (cm^{-1})
H_2	2	2.0	0.34	15.4	37	5.2	9.2
He	2	4.0	0.32	24.6	41	5.9	7.8
Ne	10	20.2	1.41	21.6	36	12.0	39.0
O_2	16	32.0	2.26	12.2	31	22.0	56.0
Ar	18	39.9	2.44	15.8	26	29.4	94.0
Xe	54	131.3	6.76	12.1	22	44.0	307.0
CO_2	22	44.0	3.01	13.7	33	34.0	31.0
CH_4	10	16.0	1.48	13.1	28	16.0	53.0
C_4H_4	34	58.0	4.50	10.8	23	46.0	195.0

Tabla 1.1: Propiedades de algunos de los gases más comunes en los detectores gaseosos en condiciones normales [11].

El potencial efectivo de ionización del átomo (I), que aparece en la expresión 1.1 de Bethe-Bloch, tiene un cálculo bastante complejo pero puede expresarse, en una primera aproximación, por medio de la expresión 1.2.

$$I = I_0 Z; \quad I_0 \approx 12eV \quad (1.2)$$

donde I_0 es el potencial de ionización para la capa más externa del átomo. En la tabla 1.1 se encuentran diferentes valores de propiedades para diversos gases, entre ellos los valores de I_0 . Para el caso de moléculas, tanto el potencial efectivo de ionización (I) como la masa atómica (A) o el número atómico (Z) que se presentan corresponden con sus valores promedios.

W_{max} es la máxima cantidad de energía que se puede transferir en una única colisión y viene dada por:

$$W_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2}{1 - \beta^2} \quad (1.3)$$

El parámetro δ de la ecuación 1.1 es un factor de corrección en densidad con relevancia a altas energías y representa la polarización de los átomos del medio cuando es atravesado por una partícula cargada. Esta polarización genera un apantallamiento sobre los electrones más externos dando lugar a que se produzcan menos pérdidas energéticas en las interacciones con ellos.

El parámetro C es un factor de corrección debido a los efectos de capa y aparece a bajas energías cuando la velocidad de la partícula incidente es comparable o menor que la velocidad de los electrones ligados al átomo, ya que el electrón deja de ser estacionario respecto de la partícula incidente. El factor de capa depende de la velocidad de la partícula incidente, y por tanto de su energía, y del medio material (Z).

De la ecuación de Bethe-Bloch, puede verse que la pérdida de energía de una partícula incidente depende de la velocidad de la propia partícula. Para

aquellas que inciden con una misma velocidad, el único factor que puede modificar la cantidad de energía perdida es z^2 , por lo que cuanto mayor sea la carga de la partícula incidente, mayores serán sus pérdidas de energía.

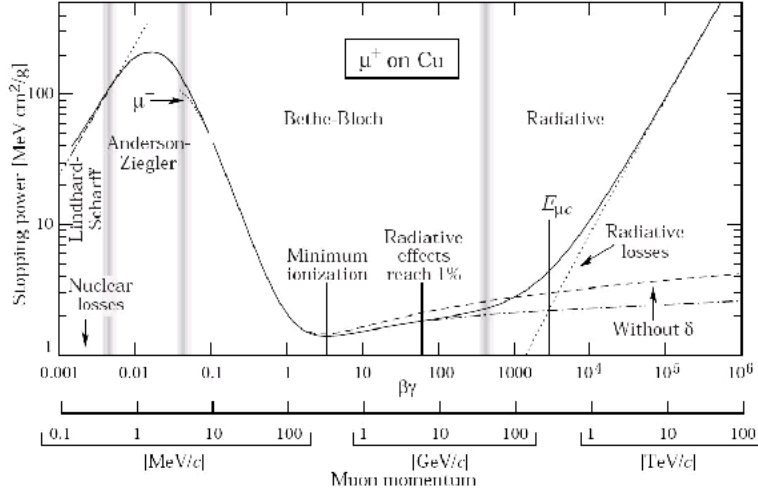


Figura 1.2: Representación de la pérdida de energía de muones al incidir sobre cobre [12]. La línea continua representa la pérdida total de energía, mientras que las líneas a trazos y punteada representan las pérdidas parciales por ionización.

En la figura 1.2 se representa la dependencia de la pérdida de energía de muones en una muestra de cobre frente a su velocidad y energía de incidencia. Pueden diferenciarse varias regiones en las que predominan distintos procesos.

A muy bajas velocidades ($\beta < 0.01$), las partículas incidentes se frenan por colisiones con los núcleos del material predominando los procesos nucleares fuertes. Para velocidades $\beta > 0.01$ las pérdidas de energía de partículas cargadas se deben a colisiones con los electrones atómicos del medio, transfiriendo su energía mediante ionizaciones y excitaciones de estos átomos. Para estas velocidades no relativistas, las pérdidas de energía disminuyen cuanto mayor es la velocidad debido al término $1/\beta^2$ de la expresión de Bethe-Bloch. Se alcanza un valor mínimo en la curva de la región de ionización, en torno a velocidades de $\beta \approx 0.97$, que recibe el nombre de mínima ionización.

Se conoce como partícula de mínima ionización (MIP) a aquella cuyas pérdidas de energía son producidas por procesos de ionizaciones y excitaciones de los electrones atómicos con un valor de dE/dx que se corresponda con el mínimo de la curva.

Cuando se tienen velocidades relativistas ($\beta \rightarrow 1$) el término $1/\beta^2$ se hace constante produciéndose un aumento de las pérdidas por ionización. Este comportamiento es conocido como aumento relativista alcanzando un límite

debido a la polarización del medio que da lugar a las correcciones en densidad. Esta región, en la que la curva de ionización es plana, se conoce como *plateau* de Fermi. En gases esto ocurre para unos pocos de cientos de GeV y es un 50 % mayor que el mínimo de ionización [11]. La curva de ionización depende de z^2 por lo que es diferente para cada tipo de partícula, hecho que puede utilizarse en física de altas energías para procesos de identificación de las mismas.

1.3. Ionización en gases

La ecuación de Bethe-Bloch describe la pérdida de energía cinética que sufre una partícula cargada que atraviesa un medio gaseoso debido a los procesos de ionización y excitación producidos por las muchas colisiones inelásticas que tienen lugar con las moléculas del gas.

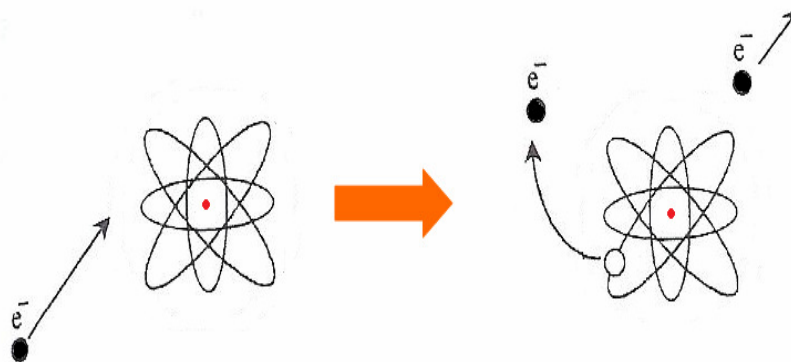


Figura 1.3: Esquema del proceso de ionización de un átomo de un gas debido a la interacción de un electrón.

Una magnitud importante para clasificar los tipos de colisiones es el parámetro de impacto, que puede definirse como la distancia entre la recta que marca la dirección de la velocidad de la partícula incidente y una recta paralela que atraviesa por el centro de masas del átomo con el que se produce la colisión.

Según el parámetro de impacto, las colisiones pueden agruparse en **colisiones cortas**, donde el parámetro de impacto es pequeño, con una transferencia grande de energía dando lugar a procesos de ionización, y en **colisiones lejanas**, donde el parámetro de impacto es mayor con una transferencia de energía pequeña produciéndose tanto procesos de ionización como de excitación.

En los procesos de ionización se libera un electrón del átomo originando

pares ion-electrón (ionización primaria). Estos electrones, que pueden tomar cualquier valor de energía hasta la energía máxima permitida (W_{max}) dada por 1.3, pueden tener la energía suficiente como para producir nuevas ionizaciones debido a nuevas colisiones con otros átomos (pares secundarios).

La suma de estas dos contribuciones se conoce como ionización total y proporciona el número total de pares ion-electrón producidos que depende de la cantidad total de energía transferida en el momento de la ionización primaria. Una buena estimación del número total de pares producidos puede darse por:

$$n_T = \frac{\Delta E}{W_i} \quad (1.4)$$

donde ΔE es la energía total perdida en el volumen de gas y W_i es el valor de la energía media efectiva que se necesita para la formación de un par ion-electrón. Para una mezcla de gases n_T puede expresarse como:

$$n_T = \sum_{i=1}^n \alpha_i \frac{\Delta E}{W_i} \quad (1.5)$$

donde α_i representa el porcentaje del componente i-ésimo de la mezcla gaseosa y, según 1.4, $\Delta E/W_i$ es el número de ionizaciones que se producen en ese componente.

La producción de un par ion-electrón supone la transferencia de una cantidad mínima de energía igual al potencial de ionización del átomo, pero no es el único proceso por el que una partícula cargada pierde energía cinética en un medio gaseoso. Existen procesos en los que la cantidad de energía cedida no es suficiente como para vencer el potencial de ionización aunque pueden producirse excitaciones de los electrones más externos de la corteza atómica.

De este modo, la energía media perdida por una partícula incidente va a ser siempre mayor que la pérdida de energía debida exclusivamente a los procesos de ionización. Sin embargo, los procesos de ionización pueden considerarse como una buena aproximación de la pérdida de energía de las partículas cargadas ya que la probabilidad de que se dé un proceso de ionización es un orden de magnitud mayor que la de los procesos de excitación.

El cálculo del número de ionizaciones primarias no es sencillo y puede estimarse por medio de la estadística de Poisson. Teniendo en cuenta que cada colisión de las partículas con el átomo del gas es independiente del resto, la probabilidad de que se genere un par ion-electron mediante un proceso de ionización primaria en una colisión viene dada por:

$$P_k^{n_p} = \frac{n_p^k}{k!} e^{-n_p} \quad (1.6)$$

donde n_p es el número medio de pares ion-electrón que se han producido y k es el número de pares creados en esa ionización.

La cantidad de energía que recibe el átomo en cada una de las colisiones no se transfiere directamente al mismo electrón. De este modo, se puede definir la probabilidad de que un electrón reciba una determinada cantidad de energía E como sigue:

$$P(E) = C \frac{1}{\beta^2} \frac{Z}{A} \frac{x}{E^2} \quad (1.7)$$

donde C son todos los factores constantes del primer término de la ecuación de Bethe-Bloch y x es la distancia que recorre la partícula hasta que transfiera una cantidad de energía E .

Se da el nombre de rayos- δ a los electrones arrancados del átomo a una energía por encima de varios keV . Integrando entre E_0 y W_{max} (energía máxima permitida en una colisión dada por 1.3) la expresión 1.7 e imponiendo que $E_0 \ll W_{max}$ se se obtiene el número de rayos- δ producidos:

$$N(E \geq E_0) = \frac{C'}{E_0} \quad (1.8)$$

donde C' son todos los factores que no dependen de la energía, mientras que E_0 es la energía con la que se arranca al electrón del átomo.

El ángulo de emisión de un rayo- δ [13] viene dado por:

$$\cos\theta = \frac{E_0}{W_{max}} \quad (1.9)$$

De la expresión 1.9 se puede ver que para partículas de mínima ionización (MIP) para las cuales $W_{max} > 1 MeV$, los rayos- δ de varios keV son emitidos perpendicularmente al haz incidente. Sin embargo, debido a las múltiples colisiones que los rayos- δ sufrirán con los átomos del medio hará que su dirección de movimiento sea aleatoria y puedan producir ionizaciones secundarias.

Cuanto mayor sea el número de rayos- δ producidos, la forma de la distribución de la pérdida total de energía por unidad de longitud va a tener mayores colas y no tendrá un comportamiento gaussiano en torno a un valor medio.

Si se excluyen los rayos- δ , el promedio de las pérdidas energéticas se verá afectado. Una buena distribución de la pérdida total de energía la da la formulación clásica de Landau [11]:

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{(2\pi)}} e^{-1/2(\lambda + e^{-\lambda})} \quad (1.10)$$

donde λ es la energía reducida y representa la desviación normalizada de las pérdidas de energía más probables $(\Delta E)_{MP}$

$$\lambda = \frac{\Delta E - (\Delta E)_{MP}}{\xi} \quad (1.11)$$

siendo ΔE la variación de energía experimental, y ξ el promedio de la pérdida de energía.

En la figura 1.4 se muestran distintas distribuciones de Landau para un pion a 500 MeV atravesando distintos espesores de silicio.

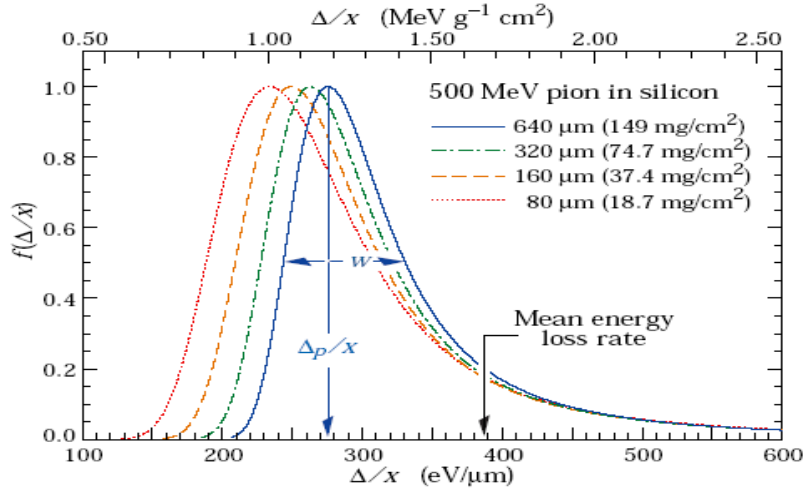


Figura 1.4: Distintas distribuciones de Landau para un pion a 500 MeV que atraviesa distintos espesores de silicio[12].

1.4. Movimiento de los productos de ionización

Los pares ion-electrón creados tras los procesos de ionización se mueven en todas las direcciones y sufren múltiples colisiones con las moléculas del gas produciéndose transferencias de energía en cada una de ellas. Se define el recorrido libre medio de un electrón como la distancia media que recorre antes de colisionar con un átomo.

Según la teoría cinética clásica de los gases, las velocidades y las energías de estas colisiones en un gas ideal a una temperatura T pueden describirse con una distribución de probabilidad maxwelliana:

$$f(v) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{3/2} v e^{-mv^2/2kT} \quad (1.12)$$

$$f(\epsilon) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (kT)^{3/2} \sqrt{\epsilon} e^{\epsilon/kT} \quad (1.13)$$

donde k es la constante de Boltzmann y m la masa de las moléculas del gas.

En ausencia de campos eléctricos, los iones y electrones se difunden homogéneamente hacia las zonas de menor concentración alrededor del punto de creación siguiendo una distribución gaussiana:

$$\frac{dN}{dx} = \frac{N_0}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) \quad (1.14)$$

donde dN/N es la fracción de partículas cargadas a una distancia diferencial dx del punto de creación transcurrido un tiempo t y D es el coeficiente de difusión.

Al aplicar un campo eléctrico sobre el gas, los electrones son acelerados por medio de una fuerza $e\vec{E}$. La velocidad promedio de este proceso recibe el nombre de velocidad de deriva (v_d) y es directamente proporcional a E/P para valores bajos del campo eléctrico:

$$v_d = \mu \frac{E}{P} \quad (1.15)$$

donde E es la magnitud del campo eléctrico aplicado y P es la presión del gas y μ una constante de proporcionalidad conocida como movilidad de los electrones que viene dado por:

$$\mu = \frac{2e\lambda}{3m_e\bar{v}} \quad (1.16)$$

donde \bar{v} es la velocidad térmica media, λ el recorrido libre medio m_e la masa del electrón.

La sección eficaz de colisión, es decir, la probabilidad de colisión, varía fuertemente con \vec{E} para diferentes gases. Este es el conocido efecto Ramsauer-Townsend. En la figura 1.5 se representa la variación de la distribución de energía de electrones en helio para varios valores del campo reducido (X/P)

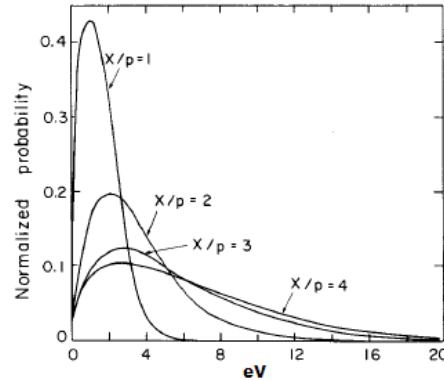


Figura 1.5: Distribución de energía de electrones computada en helio para diferentes valores del campo eléctrico reducido, donde $X/P = 1$ equivale a tener un campo eléctrico de 760 V/cm a una atmósfera de presión [11].

Este efecto se debe a que la longitud de onda de los electrones difundidos es muy parecida a la de los electrones ligados a las capas más externas de las moléculas, describiéndose mediante complejos procesos cuánticos. En la figura 1.6 puede verse la representación de la sección eficaz de colisión de los electrones respecto de la energía en argón.

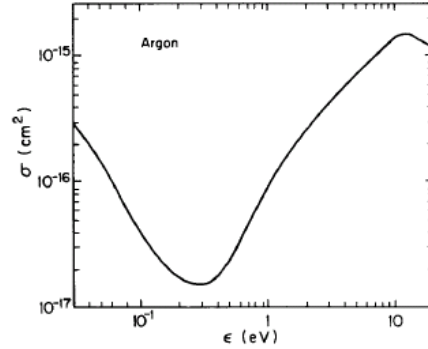


Figura 1.6: Sección eficaz de los electrones frente a su energía en un gas formado solo por argón [11].

El proceso de deriva de iones puede describirse de forma similar. Debido a que la masa de los iones es muy superior a la de los electrones, éstos últimos se moverán más rápidamente en el gas. Las velocidades típicas para electrones son del orden de 10^7 cm/s y para iones son del orden 10^5 cm/s .

En la tabla 1.2 se muestran los valores de movilidad y del coeficiente de difusión para algunos gases ideales.

GAS	$D(\text{cm}^2/\text{s})$	$\mu(\text{cm}^2\text{s}^{-1}\text{V}^{-1})$
H_2	0.34	13.0
He	0.26	10.2
Ar	0.04	1.7
O_2	0.06	2.2
H_2O	0.02	0.7

Tabla 1.2: Coeficientes de difusión y valores de movilidad para diversos gases.

1.5. Formación de la avalancha de Townsend

Los procesos de ionización dan lugar a la liberación de electrones de los átomos o moléculas que constituyen el medio gaseoso creándose pares ion-electrón. Al establecer un campo eléctrico externo sobre los productos de ionización se originan los procesos de deriva y difusión descritos en la sección 1.4.

Cuando se incrementa la intensidad del campo eléctrico aplicado sobre un gas, los electrones son acelerados y pueden adquirir la energía suficiente como para poder producir nuevos procesos de ionización creándose nuevos pares ion-electrón. Estos nuevos electrones serán a su vez acelerados por el campo eléctrico y también podrían alcanzar la energía necesaria para poder ionizar un nuevo átomo y liberar nuevos pares ion-electrón. Proceso que se repite sucesivamente dando lugar a una avalancha de electrones conocida como avalancha de Townsend. En la figura 1.7 se esquematiza la liberación de electrones de átomos y moléculas tras sucesivos procesos de ionización generándose la denominada avalancha de Townsend.

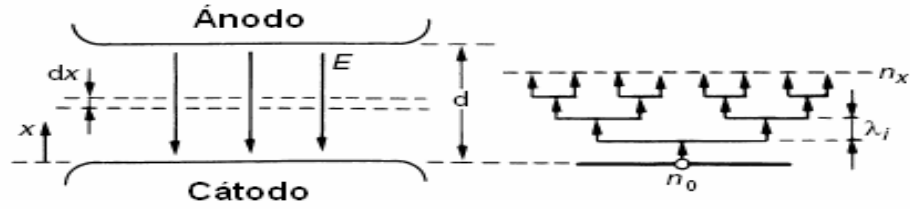


Figura 1.7: Creación de electrones libres en un proceso de avalancha de Townsend.

El incremento del número de electrones debido a las colisiones que se producen en un recorrido dx se describe por medio de:

$$\frac{dn}{n} = \alpha dx \quad (1.17)$$

donde α es el conocido primer coeficiente de Townsend o coeficiente de primera ionización de Townsend.

El primer coeficiente de Townsend puede definirse como el número de electrones producidos a lo largo de la trayectoria de un electrón que viaja 1 cm en la dirección de un campo eléctrico y representa la probabilidad de que se den procesos de ionización en esa unidad de longitud. Este coeficiente es inversamente proporcional al recorrido libre medio de los electrones y depende del gas y del campo eléctrico aplicado como puede verse en la figura 1.8

Integrando 1.17 a lo largo de la distancia x recorrida se puede conocer el número total de electrones en una avalancha originada por n_0 electrones:

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad (1.18)$$

De este modo, puede definirse un factor de ganancia o multiplicación como la fracción:

$$G = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x} \quad (1.19)$$

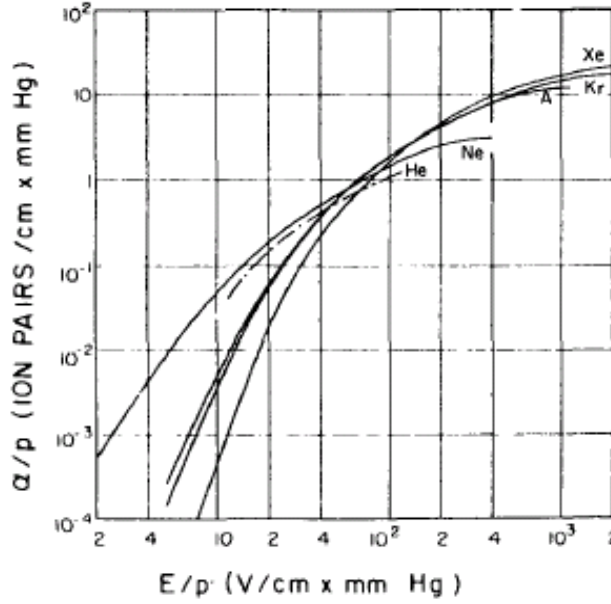


Figura 1.8: Primer coeficiente de Townsend en función del campo eléctrico reducido para varios gases nobles [11].

Si el campo eléctrico aplicado en el volumen gaseoso no es uniforme, este factor de ganancia se obtiene integrando a lo largo del desplazamiento realizado por los electrones:

$$G = \int_{x_1}^{x_2} \frac{n}{n_0} dx = \exp \left[\int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx \right] \quad (1.20)$$

Solo aquellos electrones con un recorrido libre suficientemente grande entre dos colisiones adquieren la energía necesaria como para producir otra ionización, por lo que:

$$eEx_{ioniz} \geq I_0e \quad (1.21)$$

donde x_{ioniz} es la distancia recorrida por el electrón hasta producir una ionización e I_0 es el potencial de ionización del átomo del gas.

Por tanto, puede asumirse que todos los electrones que alcancen una energía mayor que V_0 pueden ionizar al átomo con el que se produce la colisión. De esta forma, la probabilidad de ionización puede expresarse por medio de la probabilidad de que un electrón libre recorra una distancia mayor que x_{ioniz} . A partir de esta probabilidad se obtiene el número de electrones que recorren una distancia mayor que x_{ioniz} que se describe por medio de:

$$n = n_0 e^{-x_{ioniz}/\lambda} = n_0 e^{-V_0/\lambda E} \quad (1.22)$$

donde n_0 es el número de electrones libres y λ es el recorrido libre medio.

De acuerdo a la definición del primer coeficiente de Townsend (α), éste puede entenderse como el producto del inverso del recorrido libre medio del electrón y la probabilidad que los recorridos sean mayores que x_{ioniz} . Por tanto:

$$\alpha = \frac{1}{\lambda} e^{-V_0/\lambda E} \quad (1.23)$$

El recorrido libre medio es inversamente proporcional a la presión del gas, dependiendo, a su vez, del tipo de gas que se utilice. Por tanto, λ puede ser parametrizada en función del gas estableciéndose un parámetro A diferente para cada gas:

$$\lambda = \frac{1}{Ap} \quad (1.24)$$

De este modo, sustituyendo 1.24 en 1.23, se tiene que:

$$\frac{\alpha}{p} = Ae^{Bp/E} \quad (1.25)$$

En la tabla 1.3 se representan valores de las constantes A y B para determinados gases.

GAS	A ($cm^{-1}Torr^{-1}$)	B ($Vcm^{-1}Torr^{-1}$)	$Rango\ E/p$ ($Vcm^{-1}Torr^{-1}$)
He	3	34	20-150
Ne	4	100	100-400
Ar	14	180	100-600
Kr	17	240	100-1000
Xe	26	350	200-800
H_2	5	130	150-600
N_2	12	342	100-600
CO2	20	466	500-100

Tabla 1.3: Valores de las constantes A y B de la expresión 1.25 para diversos gases según la intensidad del campo eléctrico aplicado.

Durante el desarrollo de la avalancha pueden darse procesos, como la emisión de fotones, que inducen la continuación de avalanchas sobre el gas produciendo una deformación de la región del campo eléctrico pudiendo concluir en la generación de descargas. La multiplicación de electrones que induce la avalancha de Townsend tiene un límite fenomenológico dado por la condición de Raether [14], para el cual $\alpha d \approx 20$ (d distancia entre electrodos) constituye el comienzo de la descarga. Lo que equivale a tener una ganancia de $G \approx 10^8$. Sin embargo, las fluctuaciones estadísticas de la distribución

de energía de los electrones no permiten operar por encima del límite de $G \approx 10^6$.

1.6. Detección en gases

El principio de funcionamiento de un detector gaseoso se fundamenta en los procesos de ionización que se producen cuando una partícula cargada atraviesa un gas.

Básicamente un detector gaseoso está constituido por un recinto que contiene un gas y que se somete a un campo eléctrico producido por una diferencia de potencial aplicada entre dos electrodos. Se pueden encontrar detectores de distintas geometrías, las más habituales son cilíndricas y planas, y además pueden usarse diferentes tipos de gas como medio activo.

1.6.1. Regímenes de operación

La aplicación de un campo eléctrico provoca la deriva de los productos de ionización hacia los electrodos del detector que recolectan la carga generada. La cantidad de carga que reciben los electrodos depende de la magnitud del campo aplicado, y por tanto de la diferencia de potencial aplicada entre ellos, así como de la geometría del detector y de la mezcla de gas que se esté utilizando. En la figura 1.9 se muestran los distintos regímenes de operación de un detector gaseoso en función del voltaje aplicado:

Para voltajes muy bajos, los iones y los electrones se recombinan sin producir una multiplicación de la carga. Al aumentar la diferencia de potencial aplicada entre los electrodos se alcanza la región de funcionamiento de una cámara de ionización en la que se tiene una señal de salida bastante débil que corresponde a los electrones generados por las ionizaciones de las partículas incidentes.

Incrementando nuevamente el voltaje aplicado, el campo eléctrico puede acelerar a los electrones hasta alcanzar energías superiores a las del primer potencial de ionización de las moléculas y átomos del gas generándose nuevos pares ion-electrón a lo largo de su camino. Estos nuevos pares generados pueden tener la suficiente energía como para poder seguir creando nuevos pares ion-electrón, siendo un proceso sucesivo que provoca la denominada avalancha electrónica, dando lugar al proceso de multiplicación de carga. La nube electrónica, que se dirige hacia el ánodo debido al campo eléctrico, produce una señal proporcional a la energía depositada por la partícula. Éste es el modo de trabajo de los contadores proporcionales.

Si se sigue aumentando el voltaje puede generarse una gran cantidad de carga capaz de distorsionar el campo eléctrico efectivo alcanzándose el llamado modo de proporcionalidad limitada en el que se produce una saturación de la carga recogida y la señal medida deja de ser proporcional a la pérdida

de energía. Para valores de campos eléctricos por encima de los 100V/cm la saturación de la carga es total y la señal recogida es completamente independiente de la energía depositada por la partícula alcanzándose la zona de Geige-Muller.

Con voltajes aún mayores se llegaría al modo de descarga continua, región en la que el voltaje aplicado es tan alto que los iones positivos son fuertemente acelerados adquiriendo la energía suficiente como para arrancar electrones del cátodo. De esta forma, puede originarse una descarga automantenida capaz de provocar un mal funcionamiento del detector.

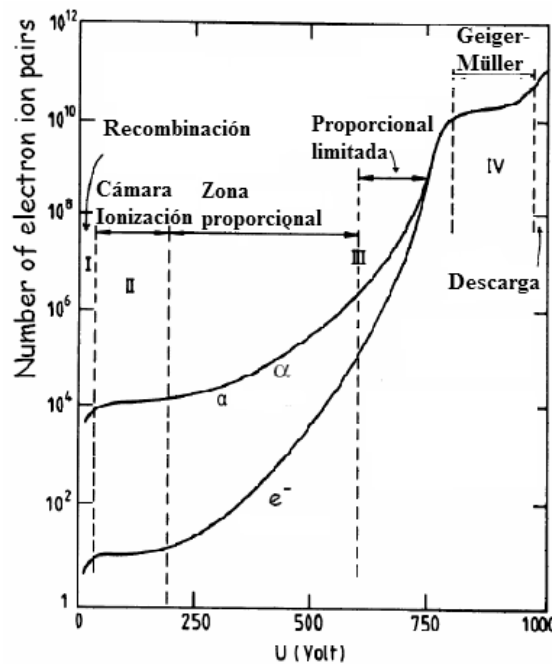


Figura 1.9: Regímenes de operación de los detectores gaseosos según el voltaje aplicado.

1.6.2. Formación del pulso

Se va a suponer un detector de planos paralelos que actúan como electrodos sobre los que se establece una diferencia de potencial ΔV . Los electrodos están separados entre sí por una distancia d entre los que se introduce un gas ionizable formando una especie de *sandwich*.

Los iones y electrones generados dentro del detector comenzarán su movimiento debido a la diferencia de potencial establecida dando lugar a la generación de una corriente eléctrica de electrones ($i_-(t)$) que se desplaza hacia el ánodo y otra de iones positivos ($i_+(t)$) desplazándose hacia el cátodo. En la figura 1.10 se representa el modelo eléctrico básico de lectura de la

carga de un detector en el que puede verse su equivalencia a un condensador C y a una resistencia R .

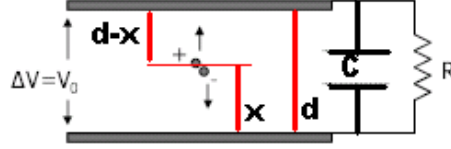


Figura 1.10: Esquema básico de la lectura de carga recogida por un detector gaseoso.

Los iones y los electrones creados inducirán una señal opuesta en los electrodos reduciendo el voltaje inicial V_0 . Esto ocurrirá si la constante de tiempo ($\tau = RC$) del circuito externo es grande en comparación con el tiempo necesario para la recolección de las cargas que se integrarán en el condensador que, posteriormente, se descargará a través de la resistencia produciéndose un pulso de corriente.

Para la cuantificación de esta señal se puede considerar el consumo de energía que se produce debido al movimiento de las cargas en el campo eléctrico del detector. El trabajo que realiza el campo eléctrico sobre los productos de la ionización puede expresarse:

$$W = eE\Delta x_- + eE\Delta x_+ \quad (1.26)$$

donde Δx_+ y Δx_- es el recorrido de iones y electrones, respectivamente, desde que se crearon hasta que alcanzaron su electrodo correspondiente.

El almacenamiento de energía máxima de un condensador viene dado por:

$$\Delta T = \frac{1}{2}CV^2 \quad (1.27)$$

y por la conservación de la energía:

$$\frac{1}{2}CV^2 = eE\Delta x_- + eE\Delta x_+ \quad (1.28)$$

La expresión 1.27 puede aproximarse por medio de $CV_0\Delta V(t)$ por lo que 1.28 quedaría:

$$CV_0\Delta V(t) = eE(v_- + v_+)t \quad (1.29)$$

El módulo del campo eléctrico viene dado por la relación entre el voltaje inicial y la distancia de separación de los planos ($E = V_0/d$) por lo que 1.29 es equivalente a:

$$\Delta V(t) = e \frac{1}{Cd} (v_- + v_+) t \quad (1.30)$$

La expresión 1.30 predice el pulso de voltaje que aumenta en modo lineal con el tiempo. Sabiendo que en el gas el número de ionizaciones producidas se expresa por medio de 1.18, se tiene que el pulso de voltaje será:

$$\Delta V(t) = e \frac{n_0 \exp(\alpha x)}{Cd} (v_- + v_+) t \quad (1.31)$$

La expresión 1.31 es válida solamente cuando las dos especies están en movimiento. De esta forma, si el tiempo que un electrón tarda en alcanzar el ánodo es $t_- = x/v_-$ y el tiempo que tarda un ión en alcanzar el cátodo viene dado por $t_+ = (d - x)/v_+$, se puede expresar el pulso de electrones y de iones a partir de 1.31 como sigue:

Para electrones:

$$\Delta V(t_-) = e \frac{n_0 \exp(\alpha x)}{Cd} (x + v_+ t) \quad (1.32)$$

teniendo en cuenta que la velocidad de deriva de los iones es muy pequeña en comparación con la de los electrones, v_+ puede despreciarse y aproximar 1.32 como:

$$\Delta V(t_-) = e \frac{x n_0 \exp(\alpha x)}{Cd} \quad (1.33)$$

Para iones:

$$\Delta V(t_+) = e \frac{n_0 \exp(\alpha x)}{Cd} \quad (1.34)$$

En efecto, puede verse que como $t_- = x/v_-$ cuando se sustituya en 1.32 el último factor que se tendría será $(x + x v_+/v_-)$. De este modo, si se consideran valores de tiempo menores que los de recogida de carga por parte del cátodo, una buena aproximación consiste en considerar que los iones no se han movido cuando los electrones han llegado al ánodo.

Sabiendo que la amplitud del pulso en un condensador viene determinada por:

$$\Delta V(t) = \frac{q_-(t) + q_+(t)}{C} \quad (1.35)$$

pueden obtenerse esos valores de carga recogidos por el ánodo y por el cátodo por medio de:

■ Para electrones:

$$q_-(t) = ex \frac{n_0 \exp(\alpha x)}{d} \quad (1.36)$$

- Para iones:

$$q_+(t) = e \frac{n_0 \exp(\alpha x)}{d} \quad (1.37)$$

En la figura 1.11 se representa la evolución del pulso de la carga recolectada en función del tiempo. Pueden distinguirse tres regiones que se corresponden a los distintos intervalos temporales que se requieren para que las cargas eléctricas formadas en el detector puedan llegar a su correspondiente electrodo. En esta figura, t_1 es el tiempo que tardan los electrones en llegar al ánodo y t_2 el tiempo que tardan los iones en llegar al cátodo.

Para aquellos tiempos que son menores que el tiempo que tardan los electrones en llegar al ánodo, es decir $t < t_1$, el pulso eléctrico aumenta linealmente con el tiempo como puede verse a partir de la expresión 1.30. Por otro lado, para aquellos tiempos mayores que t_1 se sigue manteniendo una tendencia lineal ascendente, aunque de menor pendiente. Esto ocurre hasta que todos los iones alcanzan el cátodo, momento en el que el pulso recogido corresponde a la carga total generada en la cámara.

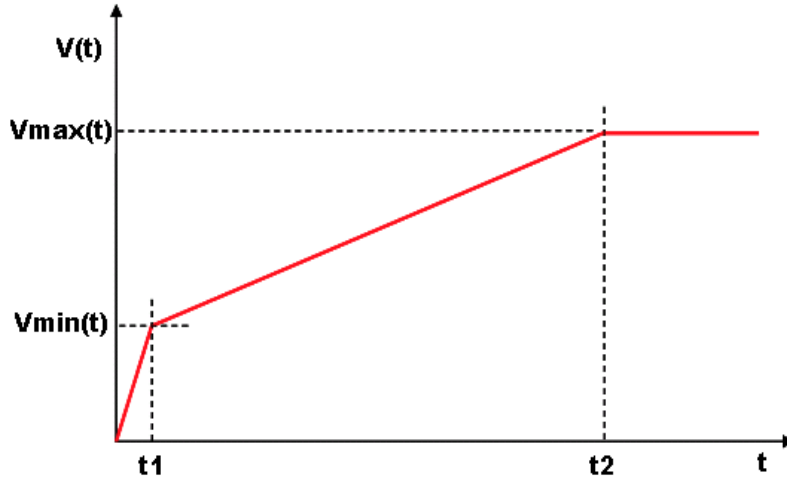


Figura 1.11: Señal en un detector gaseoso con planos paralelos.

1.6.3. Elección del gas

En casi todo tipo de detectores gaseosos es importante conseguir una ganancia elevada para generar una señal eléctrica con una amplitud suficiente, por lo que se requiere un gas con un bajo potencial de ionización. Además de esto, deben ser considerados otros criterios a la hora de escoger el gas a utilizar, como que las propiedades de deriva sean buenas, una alta proporcionalidad con la señal o tiempos de recuperación cortos.

Cualquier gas noble puede constituir un buen candidato como medio activo de un detector gaseoso. Son particularmente buenos, ya que, además de

la alta ionización que poseen, son gases monoatómicos por lo que la mayoría de colisiones elásticas experimentan bajas pérdidas de energía. Sin embargo, trabajar con gases nobles dificulta la operación en regímenes de alta ganancia sin entrar en modo de descarga permanente en el que las moléculas y átomos excitados volverían a su estado fundamental emitiendo fotones con la suficiente energía como para poder volver a generar nuevas avalanchas en el gas.

Para solventar este problema es usual la inclusión de un gas capaz de amortiguar esos efectos. Suelen ser gases poliatómicos los que cumplan esta función, como el metano o el isobutano, ya que gracias a sus modos rotacionales y vibracionales pueden absorber aquellos fotones producidos por las diferentes desexcitaciones.

Por otro lado, cuando los iones del gas principal alcanzan el cátodo, su neutralización puede ser correspondida con la extracción de un nuevo electrón capaz de producir nuevas avalanchas y acabar generando un régimen de descarga permanente. Esto se soluciona incluyendo gases electronegativos, como el CO_2 o SF_6 (hexafluoruro de azufre), que capturen estos electrones libres formando moléculas cargadas negativamente y que no pueden producir avalanchas. El uso descontrolado de este tipo de gases electronegativos podría llevar a la obtención de malas eficiencias de detección.

1.7. Nota histórica de los detectores gaseosos con planos paralelos

El descubrimiento de los Rayos-X y la radiactividad a finales del siglo XIX inició la investigación en el desarrollo de dispositivos capaces de describir las interacciones que se producen cuando la radiación atraviesa un medio material.

Atrás quedan ya aquellos dispositivos basados en **métodos ópticos** con los que se fotografiaban la trayectoria de partículas cargadas tales como las pantallas de centelleo desarrolladas por Rutherford y Marsden a principios del siglo XX o las cámaras de burbujas y de niebla más entrados en ese mismo siglo. La evolución tecnológica de los detectores de partículas viene marcada con la aparición de dispositivos basados en **métodos eléctricos** como por ejemplo los contadores de centelleo asociados a fotomultiplicadores.

A principio de los años 70 empezaron a operar los detectores gaseosos con una alta diferencia de potencial tales como los detectores de hilos o cámaras de deriva[15] sustituyendo a los contadores de centelleo en aquellos experimentos donde se requería una alta resolución espacial.

Sin embargo, la resolución temporal de los detectores de hilos no era mejor que la de los contadores de centelleo. Como la distancia de los pares primarios ion-electrón más cercanos al hilo tiene una distribución exponencial

y la dependencia del campo de $1/r$ hace que el proceso de amplificación se limite a la región del hilo, el hecho de que todos los electrones generados han de tener una deriva previa hacia esa región para poder generar la señal, introduce fluctuaciones temporales que limita la resolución temporal de este tipo de detectores.

Si se establece un campo eléctrico uniforme en vez de usar hilos cargados se obtiene una mejor resolución temporal, ya que la amplificación se produce sobre todos los electrones primarios generados de una forma inmediata, por lo que la resolución temporal vendría dominada por fluctuaciones estadísticas debidas a los procesos de avalancha.

1.7.1. Contador de chispas

Los contadores de chispas fueron los primeros detectores de tipo gaseoso que aplicaron un campo eléctrico uniforme entre sus electrodos para conseguir una mejor respuesta temporal.

Estos detectores están formados por dos electrodos planos, generalmente de metal, y paralelos entre sí sobre los que se aplica un campo eléctrico uniforme generándose una diferencia de potencial. El espacio entre los planos se reserva para introducir el gas que se ioniza con el paso de una partícula cargada en una primera ionización. Este proceso deja un rastro de portadores de carga libre en el gas provocando una serie de avalanchas y, gracias a la presencia del campo eléctrico, pueden originarse nuevas ionizaciones haciendo que estas avalanchas aumenten de tamaño hasta transformarse en *streamers*, donde los fotones contribuyen a generar más portadores de carga libre hasta inducir un hilo conductor de plasma que conecta ambos electrodos, produciendo una chispa a través de la que se descargan los electrodos. El modo de operación de un contador de chispas conduce a grandes señales que no necesitan ser amplificadas, por lo que no se tienen fluctuaciones temporales, consiguiendo mejorar la resolución temporal de este tipo de detectores gaseosos en unas 10 veces respecto a los contadores de centelleo[16].

El área de un contador de chispas estándar es del orden de unos pocos cm^2 ya que cuanto mayor sea el área, mayor es la energía de la descarga, incluso lo suficiente como para dañar la superficie de los electrodos. Las investigaciones de Pestov[17, 18] llevaron a la utilización de planos resistivos como electrodos y un gas especial con capacidad de absorción de fotones, dando origen al **contador de descarga localizada de Pestov**. La alta resistividad de los electrodos (alrededor de $10^9 \Omega cm$) tiene como función limitar la descarga solo al área local donde se genera la avalancha, por lo que la energía de la descarga es mucho más pequeña que en el caso de electrodos metálicos.

El contador de descarga localizada de Pestov alcanza resoluciones temporales de 25 ps [19] aunque, debido al espacio entre los electrodos de 0,1 mm junto con las altas intensidades del campo eléctrico aplicado, se requería una

presión de operación de alrededor 12 *bar* para asegurar una gran densidad de carga durante la ionización primaria y, por tanto, una buena eficiencia de detección.

1.7.2. Cámaras de planos paralelos

Las cámaras de planos paralelos (PPC) son detectores de tipo gaseoso con una serie de diferencias sustanciales a los contadores de chispas vistos en 1.7.1. Así, por ejemplo, estos detectores operan en modo avalancha evitando los procesos de *streamers* y descargas que se producen con los contadores de chispas.

Este tipo de detectores gaseosos está formado por dos electrodos planos separados una distancia fija de entre 0.5 *mm* y 2 *mm* por unos espaciadores. El espacio resultante entre los planos se aprovecha para introducir el gas ionizable, pudiendo estar a presión atmosférica. Se han utilizado diferentes materiales para los electrodos: hierro, cerámica o plástico.

Las ventajas de estos detectores son que tienen una rápida respuesta, una resolución temporal de entre 100 *ps* hasta 250 *ps*[20, 21, 22], una capacidad de operar en presencia de altas tasas de partículas, superiores a 10 *MHz/cm²*[23], y pueden ser construidos con materiales resistentes a la radiación.

1.8. Cámaras de planos resistivos (RPC)

Las cámaras de planos resistivos o RPCs son una variante surgida de los detectores de descarga localizada de Pestov y de las cámaras de planos paralelos. Fueron desarrollados, gracias a los avances en campos como la microelectrónica y materiales, en la década de 1980 por R. Santornico y R. Caedarelli.

Una de las principales ventajas de este tipo de detectores es que combina una buena resolución espacial intrínseca con una resolución temporal del orden de unos pocos *ns*, comparable a los contadores de centelleo[24, 25]. Pero además, son robustas y tienen un precio de construcción razonable.

1.8.1. Descripción de una RPC

Las RPCs están formados por dos planos paralelos que actúan como electrodos y encierran un gas ionizable en su interior. Al menos uno de estos planos tiene que ser de un material de alta resistividad, de ahí el nombre de planos resistivos. La parte más externa de los electrodos se reviste con un material metalizado donde se establece la diferencia de potencial que genera el campo eléctrico. La carga se recoge a través de *strips* o *pads* que se encuentran en una de las caras externas de los electrodos y separados por

una fina capa de un material aislante que proporciona protección al detector. Los electrodos de los primeros tipos de RPCs eran de baquelita (resina fenólica¹). Posteriormente se desarrollaron RPCs con planos resistivos de diferente material, como por ejemplo, las RPCs utilizadas en el grupo SDHCAL de CALICE, cuyos planos resistivos están hechos de vidrio y de ahí el nombre de *Glass Resistive Plate Chambers* (GRPC).

Las RPCs pueden operar en modo avalancha o en modo descarga, también conocido *streamer*.

Modo avalancha: El espacio entre los electrodos de las RPCs es de unos pocos milímetros. Esto provoca que el campo eléctrico en el interior del gas sea muy intenso, de tal modo que, los electrones primarios liberados tras la ionización producida por el paso de una partícula cargada, serán acelerados alcanzando la energía suficiente como para producir nuevas ionizaciones de los átomos del gas y liberar nuevos electrones. Este proceso de multiplicación da lugar a la aparición de la conocida avalancha de Townsend, vista en la sección 1.5.

Esta avalancha de electrones se propaga hacia el ánodo y proporciona una señal detectable. La cantidad de carga producida en este modo de operación es pequeña para trabajar en un régimen de proporcionalidad, por lo que la señal será amplificada por medio de preamplificadores rápidos de gran ganancia integrados en la electrónica de lectura.

En la figura 1.12 se muestra el esquema de la formación de una avalancha en una RPC y la influencia localizada que ésta tiene sobre el campo eléctrico aplicado E_0 . En a) se observa el paso de una partícula a través de la RPC y la ionización de los átomos del gas. Se producen los pares primarios ion-electrón y se inicia la creación de la avalancha. En b) se observa como el tamaño de la avalancha es lo suficientemente grande como para perturbar el campo eléctrico establecido entre los electrodos. Las flechas representan el campo eléctrico creado por la avalancha. En c) los electrones alcanzan el ánodo ya que su velocidad de deriva es mayor que la de los iones. Y en d) los iones alcanzan el cátodo.

Modo descarga: En la sección 1.5 se vio que existe un valor de ganancia ($G \propto e^{\alpha x} \sim 10^6$) a partir del cual, los detectores gaseosos entran en un régimen de descarga. En este caso, la cantidad de electrones producidos es mayor en comparación con el modo avalancha y pueden originar densidades de carga tan grandes que distorsionen el campo eléctrico. Este hecho provoca la pérdida de proporcionalidad de la ionización primaria, ya que los fotones contribuyen a nuevos procesos de ionización aumentando el número de nuevos electrones liberados y favoreciendo la propagación de la avalancha. Si el número de electrones crece excesivamente, la avalancha puede descontrolarse.

¹La baquelita es la primera sustancia plástica totalmente sintética obtenida a partir de moléculas de fenol y formaldehído por medio de un proceso desarrollado por el químico de origen belga Leo Baekeland.

larse y aparecer un canal conductor que une ambos electrodos produciendo la descarga de los mismos. El proceso de descarga da lugar a una chispa entre ambos electrodos y las señales producidas son de mayor intensidad y serían detectadas sin necesidad de una amplificación previa simplificando los dispositivos de lectura.

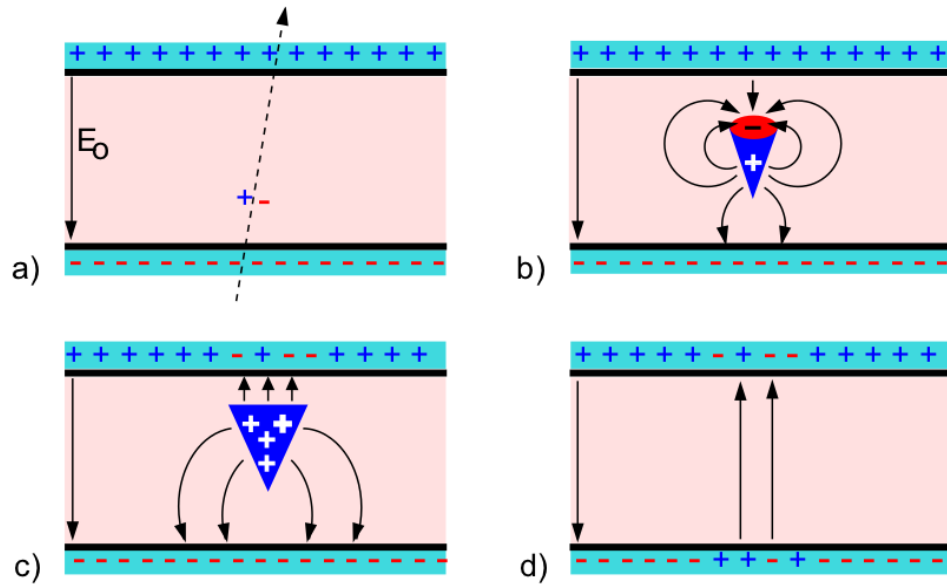


Figura 1.12: Esquematzación del proceso de avalancha que tiene lugar tras el paso de una partícula cargada a través de una RPC.

Para que no se produzca una descarga entre los electrodos de una RPC, y por tanto evitar que el detector entre en este modo de operación, pueden utilizarse los siguientes mecanismos:

- El material, de al menos uno de los electrodos, tiene que ser de una determinada resistividad. Esto hace que el campo eléctrico se apantalle e impide que la carga se propague más allá de la zona donde se produce la descarga, reduciendo, a su vez, la probabilidad de producción de chispas y descargas sostenidas que podría dar lugar el alto voltaje aplicado.
- Introduciendo una mezcla gaseosa con gases capaces de absorber fotones y electrones (gases *self-quenching*) que eviten las ionizaciones secundarias.
- Limitar el recorrido posible de la avalancha reduciendo la distancia de separación de los planos resistivos, ya que aunque el campo eléctrico sea más intenso, el recorrido de la avalancha será menor y los iones positivos podrán ser recolectados en menor tiempo por el cátodo evitando procesos de acumulación de carga.

1.8.2. Formación del pulso en una RPC

En la figura 1.13 se muestra el esquema general de una RPC formada por dos electrodos de diferente resistividad y separados por una distancia g . En el hueco formado por ambos electrodos se introduce la mezcla de gas ionizable.

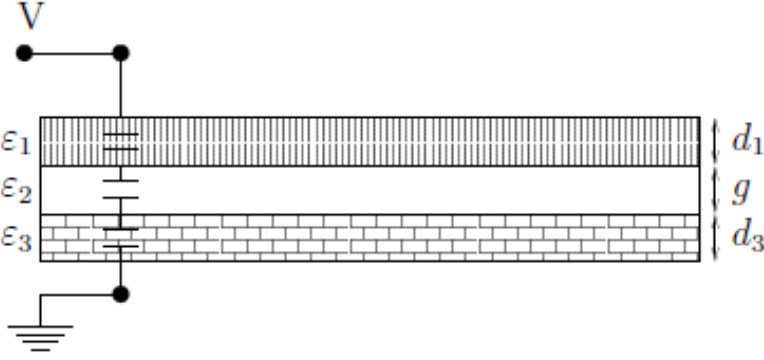


Figura 1.13: Ejemplo de una RPC formada por dos planos de diferentes resistividades separados por una distancia g .

El campo generado dentro del recinto donde se encuentra el gas puede expresarse mediante una función de peso [26] que tendrá dimensión de $[L^{-1}]$. La función de peso H_2 depende de las permitividades eléctricas de los medios y de sus espesores y podría expresarse como sigue:

$$H_2 = \frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{d_3 \epsilon_1 \epsilon_2 + g \epsilon_1 \epsilon_3 + d_3 \epsilon_2 \epsilon_3} \quad (1.38)$$

Para el caso en el que los dos planos resistivos estén formados por el mismo material y tengan el mismo espesor ($\epsilon_1 = \epsilon_3 = \epsilon_v$ y $d_1 = d_3 = d_v$) el campo eléctrico en el recinto podría expresarse como:

$$E_{gap} = V H_{gap} = \frac{\epsilon_2}{2d_v \epsilon_2 + g \epsilon_v} \quad (1.39)$$

A partir de 1.29 y 1.31 pueden obtenerse el pulso para electrones e iones para una RPC con dos planos resistivos idénticos:

Para electrones:

$$\Delta V(t_-) = \frac{ex}{C} \frac{\epsilon_2}{2d_v \epsilon_2 + g \epsilon_v} n_0 \exp(\alpha x) \quad (1.40)$$

Para iones:

$$\Delta V(t_-) = \frac{e}{C} \frac{\epsilon_2}{2d_v \epsilon_2 + g \epsilon_v} n_0 \exp(\alpha x) \quad (1.41)$$

Y los valores de carga que lee una RPC serán:

$$q_-(t) = ex \frac{\epsilon_2}{2d_v\epsilon_2 + g\epsilon_v} n_0 \exp(\alpha x) \quad (1.42)$$

$$q_+(t) = e \frac{\epsilon_2}{2d_v\epsilon_2 + g\epsilon_v} n_0 \exp(\alpha x) \quad (1.43)$$

Capítulo 2

Principios básicos de calorimetría

RESUMEN: En este capítulo se muestran los conceptos fundamentales de calorimetría, explicándose los procesos físicos que inducen tanto cascadas electromagnéticas como hadrónicas, así como la respuesta y resolución en energía de los diferentes tipos de calorímetros existentes.

2.1. Introducción

La calorimetría en física de altas energías consiste en medir la energía de las partículas detectando la energía depositada por ellas cuando pasan a través de un bloque de materia. Los calorímetros son bloques de materia con el espesor suficiente como para absorber completamente la energía de una partícula o de un grupo de ellas que lo atraviesan, por lo que es un tipo de detector destructivo.

Las partículas incidentes interactúan con la materia del calorímetro generando un conjunto de partículas secundarias de menor energía que, a su vez, vuelven a interactuar dando lugar a nuevas partículas. Este proceso origina una cascada a lo largo del calorímetro. Partículas como electrones o fotones interactúan electromagnéticamente con el material y dan lugar a las denominadas cascadas electromagnéticas. Mientras que la interacción inicial de un hadrón neutro va a ser siempre una colisión nuclear fuerte, los hadrones cargados pueden perder energía cinética mediante excitaciones y/o ionizaciones de los átomos del medio antes de sufrir la primera interacción nuclear fuerte. Parte de las partículas secundarias que se generan son de carácter electromagnético, implicando, como se verá más adelante, que en una cascada hadrónica convivan una componente electromagnética y otra hadrónica.

Existen partículas que no son absorbidas como, por ejemplo, ocurre con muones o neutrinos. Los procesos de ionización son los dominantes en la interacción de un muon con un bloque de materia. Con un calorímetro puede medirse el paso de un muon pero no se puede obtener información de su energía. Los neutrinos son un tipo de partícula que no producen ningún tipo de señal detectable.

Desde el punto de vista de su constitución los calorímetros pueden clasificarse en:

- **Calorímetros de muestreo.** Son aquellos en los que se intercala un material absorbente de alta densidad, que frena a las partículas incidentes, con otro de densidad menor, que actúa como medio activo registrando las señales producidas por las interacciones. Permite optimizar la elección del material absorbente manteniendo cierta libertad en la generación de la señal.
- **Calorímetros homogéneos.** Son aquellos que están formados por un único material de alta densidad que actúa como material absorbente y medio activo a la vez. Estos materiales suelen ser cristales centelleadores, como $NaI(Tl)$, BGO , BaF_2 , CeF_3 , o CsI , u otros tipos de cristales, como PbO o SiO_2 .

2.2. Estudio de las cascada electromagnéticas

Antes de describir las cascadas electromagnéticas, en esta sección se introducen los diferentes procesos a partir de los que se inducen este tipo de cascadas. Fundamentalmente, se distinguen entre aquellos procesos originados por la interacción de partículas cargadas en el interior del calorímetro y aquellos que tienen a los fotones como actores principales.

2.2.1. Interacción de partículas cargadas

La pérdida de energía cinética de partículas cargadas que interaccionan con un material tiene dos componentes principales: los procesos originados por ionizaciones y/o excitaciones y la radiación *Bremsstrahlung*.

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right) = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion/exc} + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{Brems} \quad (2.1)$$

Procesos de ionización y excitación

Este tipo de procesos son consecuencia de la interacción, más o menos directa, de la partícula cargada y de los electrones ligados a átomos y moléculas que constituyen el medio material, excitando y/o ionizando a los átomos en

caso de transferir al medio la suficiente energía. Como se ha visto en el capítulo 1, los procesos de ionización son los de mayor importancia a efectos de pérdida de energía cinética de la partícula cargada, descrita por la ecuación de Bethe-Block dada por la expresión 1.1.

Radiación de frenado o *Bremsstrahlung*

La radiación de frenado o *Bremsstrahlung* es el mecanismo dominante de la pérdida de energía de electrones y positrones a altas energías. Debido a la presencia del campo eléctrico del núcleo atómico, los electrones van a ser frenados con la consecuente pérdida de su energía cinética que se traduce con la emisión de un fotón. Además, tanto el electrón como el positrón experimentan un ligero cambio en su dirección de propagación. En la figura 2.1 se representa el esquema de un proceso de *Bremsstrahlung*.

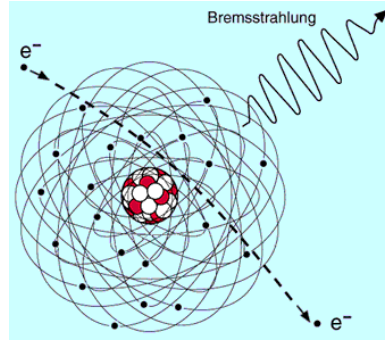


Figura 2.1: Esquema del proceso de *Bremsstrahlung* debido por el paso de un electrón a través de las inmediaciones de un núcleo atómico.

De forma general, cualquier partícula cargada de alta energía puede radiar fotones mediante *Bremsstrahlung* cuando interacciona con el campo de Coulomb de un núcleo atómico o sus electrones orbitales. Sin embargo, la dependencia de la sección eficaz de *Bremsstrahlung* con la masa, hace que estos procesos puedan despreciarse para cualquier partícula que no sea un electrón o un positrón. La aceleración que experimenta una partícula de carga ze y masa M debido a la interacción eléctrica con un núcleo de carga Ze es proporcional a Zze^2/M y su intensidad varía con Zze^2/M^2 .

Los fotones emitidos llevan una pequeña fracción de la energía de la partícula incidente ($E_\gamma = E_i - E_f$ con E_γ la energía del fotón emitido, E_i es la energía del electrón en el estado inicial y E_f es la energía del electrón en el estado final), cuyo ángulo de emisión es independiente de la energía E_γ y viene dado por $\theta_\gamma \sim \frac{m_e c^2}{E_i}$. La cantidad de fotones (N_γ) producidos durante este proceso se hace más significativo cuanto mayor es el número atómico (Z) del material absorbente ($N_\gamma \propto Z^2/E_\gamma$).

El valor medio de la pérdida de energía que electrones y positrones de

alta energía sufren por *Bremsstrahlung* tras recorrer un camino dx puede aproximarse por[27]:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \approx 4\alpha \frac{N_A}{A} Z^2 r_e^2 E \ln \frac{183}{Z^{-1/3}} \quad (2.2)$$

donde N_A es el número de Avogadro, r_e es el radio clásico del electrón, Z y A son los números atómico y másico del material respectivamente y m_e es la masa del electrón.

Se define la longitud de radiación (X_0) como la distancia que recorre un electrón en un material antes de reducirse su energía en un factor $1/e$ por procesos de *Bremsstrahlung* y viene dada por medio de[27]:

$$\frac{1}{X_0} = 4\alpha \frac{N_A}{A} Z^2 r_e^2 \ln \frac{183}{Z^{-1/3}} \quad (2.3)$$

Y por tanto, la pérdida de energía de un electrón de alta energía por medio de la radiación *Bremsstrahlung* puede expresarse como:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \approx \frac{1}{X_0} E \quad (2.4)$$

La energía del electrón tras recorrer una distancia d viene dada por:

$$E = E_i e^{-d/X_0} \quad (2.5)$$

donde E_i es la energía inicial de la partícula.

Para un electrón de alta energía la radiación *Bremsstrahlung* es la contribución dominante para la pérdida de energía cinética. Existe un valor de energía en el que las pérdidas por colisión y radiación se igualan. Este valor de energía se conoce como energía crítica (ϵ_c) y se puede aproximar por[28]:

$$\epsilon_c \approx \frac{500}{Z} [MeV] \quad (2.6)$$

2.2.2. Interacción de fotones

Cuando un fotón penetra en un medio material existen dos mecanismos que contribuyen a su atenuación:

- **Mecanismo de difusión:** en la que un fotón es simplemente desviado de la dirección de incidencia, sin depositar energía en el medio.
- **Mecanismo de absorción:** en la que se convierte toda o parte de la energía del fotón en energía cinética de partículas cargadas, ionizantes y fácilmente absorbibles.

Desde el punto de vista de calorimetría interesan aquellos procesos en los que tienen lugar la absorción de fotones, ya que implican una cesión de energía al medio. En función de la energía de los fotones incidentes, se distinguen entre: el efecto fotoeléctrico (bajas energías), el efecto Compton (energías intermedias) y la producción de pares $e^+ - e^-$ (altas energías).

En el rango de energías de entre los 5-20 MeV, puede darse un cuarto proceso en el que se producen reacciones nucleares inducidas por fotones (γp o γn). Este tipo de procesos se conoce como fotorreacciones nucleares y sus secciones eficaces no exceden el 1 % de la sección eficaz total de los procesos originados por fotones, por lo que pueden despreciarse.

Efecto fotoeléctrico

Este proceso es común para fotones de bajas energías ($< 4 \text{ MeV}$) y se produce cuando un fotón de energía $h\nu$, que atraviesa un medio material, es completamente absorbido por el átomo. En este caso, se produce la emisión de un electrón, también conocido como fotoelectrón con una energía E_e dada por la expresión:

$$E_e = h\nu_0 - E_b \quad (2.7)$$

donde E_b es la energía de ligadura del electrón. El ángulo de emisión del electrón es inversamente proporcional a la energía del fotón incidente, disminuyendo cuanto mayor sea su energía. Para fotones de baja energía el electrón es emitido casi perpendicularmente a la dirección del fotón incidente.

El fotón incidente no puede ser absorbido por un electrón libre ya que no se cumplirían las conservaciones del momento y de la energía. Esto quiere decir que es necesario que inicialmente el electrón se encuentre ligado al átomo. En la figura 2.2 se representa esquemáticamente el efecto fotoeléctrico.

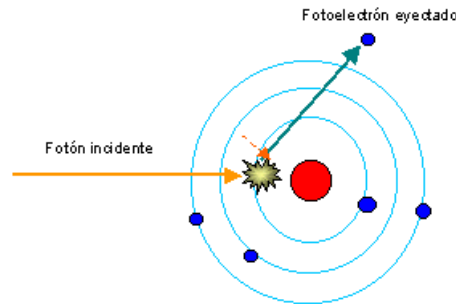


Figura 2.2: Esquema del efecto fotoeléctrico.

El átomo ionizado puede capturar un electrón libre del medio o reorganizar la disposición de los electrones en las distintas capas emitiendo radiación

secundaria, como uno o más fotones de rayos X o, incluso, un nuevo fotoelectrón dando lugar al llamado efecto *Auger*.

La probabilidad de que se produzca el efecto fotoeléctrico disminuye al aumentar la energía de los fotones incidentes y aumenta con el número atómico del material absorbente.

Efecto Compton

El efecto Compton es un proceso que puede entenderse como una colisión elástica entre un fotón y un electrón libre inicialmente en reposo. Tras esta colisión, parte de la energía del fotón es transferida al electrón como energía cinética. Este electrón, conocido como electrón de retroceso, se desvía un cierto ángulo θ de su trayectoria inicial. En la figura 2.3 se muestra un esquema del efecto Compton. Como cualquier ángulo es posible la energía transferida puede variar desde cero hasta grandes fracciones de la energía del fotón incidente.

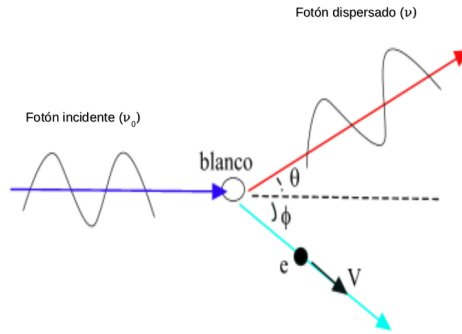


Figura 2.3: Esquema del efecto Compton.

Los electrones atómicos de un material pueden considerarse libres si la energía de los fotones incidentes es mucho más grande que la energía de ligadura de esos electrones ($h\nu_0 \gg E_b$). De este modo, el efecto Compton tiene lugar, principalmente, con aquellos electrones ligados de las capas más externas de los átomos y moléculas del medio material. Como la energía de ligadura del electrón se puede despreciar en comparación con la del fotón incidente, la energía cinética del electrón expulsado o energía de retroceso puede escribirse como:

$$E_e = h\nu_0 - h\nu \quad (2.8)$$

donde $h\nu$ es la energía del fotón dispersado.

Por medio de la conservación del momento y de la energía pueden relacionarse el ángulo de dispersión del fotón y la energía transferida a través de la expresión:

$$h\nu = \frac{h\nu_0}{1 + (h\nu_0/m_e c^2)(1 - \cos\theta)} \quad (2.9)$$

donde θ es el ángulo de desviación del fotón en el sistema de referencia laboratorio tras colisionar con el electrón y m_e es la masa del electrón. De esta forma, los límites máximo y mínimo de la energía que transfiere el fotón vienen dados por:

$$\frac{1}{1 + 2(h\nu_0/m_e c^2)} \leq \frac{h\nu}{h\nu_0} \leq 1 \quad (2.10)$$

por lo que al aumentar la energía del fotón incidente la distribución de fotones se hace más ancha. La energía de retroceso vendrá dada por:

$$E_e = h(\nu_0 - \nu) = h\nu_0 \frac{(h\nu_0)(1 - \cos\theta)}{1 + (h\nu_0)(1 - \cos\theta)} \quad (2.11)$$

donde esta energía es nula cuando el ángulo de emisión del electrón es 0 y alcanza su máximo valor cuando este ángulo es π .

En el efecto Compton, al igual que en el efecto fotoeléctrico, se produce un átomo ionizado. Sin embargo, en este caso la ionización se produce en una capa atómica más externa por lo que la radiación electromagnética que se emita debida a la desexcitación atómica es poco energética.

No es sencillo realizar el cálculo de la probabilidad del efecto Compton debido a los detalles de la interacción fotón-electrón, como la relación entre la dirección de polarización del fotón y la dirección del spin del electrón. El efecto Compton es predominante en el rango energético de entre unos cientos de keV y $10 MeV$. Estas energías son bajas para que tenga lugar la creación de pares y altas para el efecto fotoeléctrico. El efecto Compton depende del número de electrones disponibles como blanco. Por tanto, el rango energético de producción de este efecto disminuye al aumentar el número atómico Z del material absorbente.

Producción de pares

El proceso de producción de pares electrón-positrón consiste en la materialización de un fotón en un par de partículas electrón-positrón. Para que esto ocurra, la energía del fotón ha de ser superior al equivalente energético de la suma de las masas del electrón y del positrón. Esto es, un fotón con una energía, al menos, dos veces superior que la de un electrón ($E_\gamma > 2E_e$) atravesando el campo eléctrico de una partícula cargada puede ser completamente absorbido dando lugar a la producción de un electrón y de un positrón de $511 eV$ cada uno. En la figura 2.4 se representa un esquema del proceso de producción de pares.

Este proceso requiere la presencia de un núcleo para cumplir con la conservación del momento. La energía que se transfiere al núcleo es despreciable debido a su gran masa en comparación con la de los electrones.

El electrón es absorbido por un ion y el positrón se aniquila con otro electrón. Estas partículas producen radiación de *Bremsstrahlung* e ionizaciones a lo largo del camino recorrido y se emiten dos fotones de aniquilación como productos secundarios.

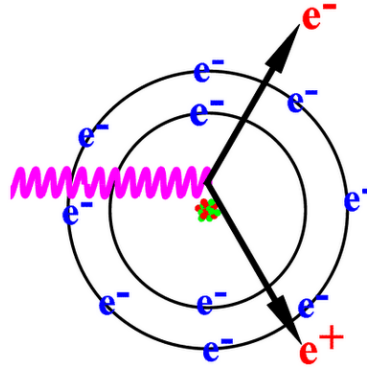


Figura 2.4: Esquema del proceso de producción de pares debido a la interacción de un fotón sobre el campo eléctrico generado por el núcleo de un átomo.

La probabilidad de que tenga lugar la producción de pares aumenta rápidamente con la energía de los fotones incidentes, estableciéndose una energía umbral de 1.022 MeV , a partir de la que se convierte en el proceso predominante para altas energías.

2.2.3. Desarrollo espacial de las cascadas electromagnéticas

La radiación *Bremsstrahlung* y la producción de pares electrón-positrón son los procesos que dominan las interacciones de electrones y fotones de alta energía con un medio material y los responsables del origen de las cascadas electromagnéticas. Cualitativamente, el desarrollo de una cascada electromagnética puede explicarse de un modo simple.

Los electrones de alta energía interactúan con un material produciendo fotones debido al proceso de *Bremsstrahlung*. Si el electrón es del orden de 1 GeV , pueden originarse miles de fotones que se aniquilan produciendo nuevos pares e^+e^- que, a su vez, pueden volver a someterse a *Bremsstrahlung* emitiendo nuevos fotones que se aniquilan y producen nuevos pares e^+e^- o dan lugar al efecto Compton produciendo nuevos electrones de menor energía.

Este proceso ocurre hasta que se alcanza el valor de energía crítica dada por la expresión 2.6, donde los procesos de ionización tienen una mayor rele-

vancia que los de *Bremsstrahlung*. El resultado final es una cascada de miles de partículas conocida como cascada electromagnética donde se encuentran contenidos electrones, positrones y fotones. La cascada electromagnética se caracteriza por medio de la longitud de radiación (X_0) y depende de la densidad de electrones del medio absorbente (se puede considerar proporcional al número atómico Z del material absorbente) y de la energía de la partícula incidente.

En la tabla 2.1 se muestran algunos valores de propiedades atómicas para diferentes materiales de interés, entre los que se destacan los de sus longitudes de radiación. A partir de estos datos puede aproximarse la longitud de radiación según la expresión[28]:

$$X \approx 180 \frac{A}{Z^2} \quad (2.12)$$

En la figura 2.5 se representan los mecanismos de pérdida de energía para electrones y positrones (izquierda) y de fotones (derecha) en función de la energía de la partícula incidente.

MATERIAL	Z	A	ρ (g/cm^3)	X_0 (g/cm^2)	X_0 (cm)	R_M (cm)	λ (g/cm^2)
Hierro	26	55.85	7.87	13.84	1.76	1.80	131.9
Cobre	29	63.54	8.96	12.86	1.43	1.60	134.9
Plomo	82	207.19	11.35	6.37	0.56	1.63	194.0
Uranio	92	283.03	18.95	6.00	0.32	1.02	199.0
BaF_2			4.89	9.91	2.05	3.39	146.0
BGO			7.10	7.98	1.12	2.33	156.0
NaI			3.67	9.49	2.59	4.80	152.0
Poliestireno			1.032	43.80	42.40	—	82.0

Tabla 2.1: Parámetros atómicos y nucleares de algunos materiales de interés[12, 29].

Perfil longitudinal de la cascada

El número de partículas que se producen en una cascada electromagnética de profundidad t depende de su energía y de la distancia al origen dentro del calorímetro[30, 31] y viene dada por:

$$N(t) = 2^t \quad (2.13)$$

mientras que la energía de las partículas puede expresarse por:

$$E_p(t) \approx \frac{E}{N(t)} = E \cdot 2^{-t} \quad (2.14)$$

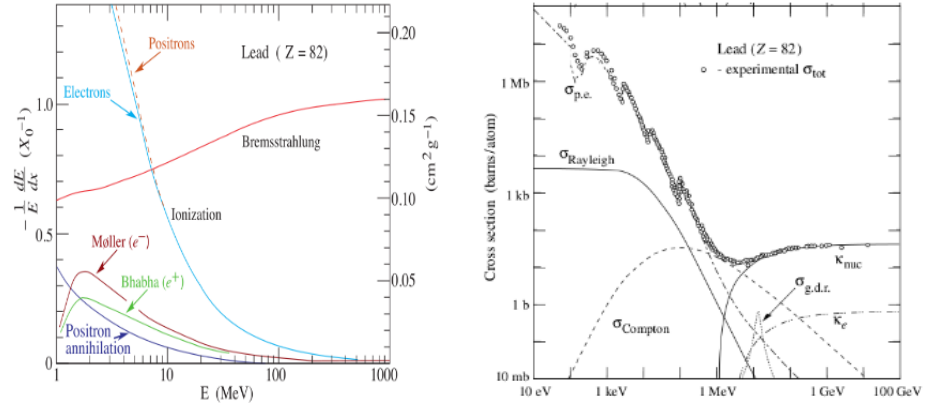


Figura 2.5: Fracción de energía perdida por longitud de radiación en función de electrones y positrones (izquierda) y mecanismos de pérdidas de energía que sufren los fotones (derecha) en función de la energía de la partícula incidente en plomo[12].

donde t viene dada en unidades de X_0 .

La probabilidad de que se dé *Bremsstrahlung* o producción de pares depende de la distancia recorrida x en el interior del calorímetro por electrones y fotones. Es de utilidad expresar este recorrido en múltiplos de X_0 como $t = x/X_0$.

El perfil longitudinal completo de una cascada electromagnética puede describirse por medio de[32]:

$$\frac{dE}{dt} = At^\alpha \cdot e^{-bt} \quad (2.15)$$

donde el primer término describe el rápido crecimiento del máximo de la cascada, mientras que el segundo término expresa el decaimiento exponencial con el parámetro b . Los parámetros α y b dependen de la energía de la partícula incidente y se relacionan por medio de $\alpha = bt$.

Los procesos de multiplicación se detienen cuando la energía de las partículas es próxima a la energía crítica ($E_p \approx \epsilon_c$) donde las ionizaciones y excitaciones de los átomos del medio se hacen más relevantes. Puede obtenerse la profundidad donde la cascada alcanza el máximo número de partículas (t_{max}) máxima de la cascada por medio de:

$$t_{max} = \ln \frac{E}{\epsilon_c} + C_i, \quad i = e, \gamma \quad (2.16)$$

con $C_e = -0.5$ y $C_\gamma = 0.5$ para cascadas inducidas por electrones y fotones respectivamente.

Esta cantidad puede relacionarse con la profundidad media de la cascada, es decir, la profundidad a la que la partícula incidente deposita la mitad de

su energía, por medio de:

$$t_{max} \approx t_{med} - 1.5 \quad (2.17)$$

De esta forma, se puede conocer la longitud necesaria de un calorímetro para contener una fracción fija de la energía que incide. Así pues, para que el 95 % de la cascada electromagnética se encuentre contenida en un calorímetro, las dimensiones del mismo deberían cumplir que:

$$L(95) \% \approx 3t_{med} \quad (2.18)$$

Perfil lateral de la cascada

La dispersión lateral de la cascada electromagnética se debe a varios procesos físicos. Tanto el efecto fotoeléctrico como el efecto Compton generan electrones secundarios que no están alineados con la dirección de propagación de los fotones incidentes, pudiéndose, también, encontrar electrones de retroceso. Estos son los procesos responsables de la zona central de la cascada, que es donde se concentra la mayor parte de la energía.

Por otro lado, los fotones de baja energía producidos por los procesos de *Bremsstrahlung*, pueden viajar muy lejos del eje, sobre todo si son emitidos por electrones que ya formaban un ángulo de dispersión considerable con el mismo. Este tipo de procesos son los encargados de formar la zona periférica de la cascada.

El núcleo central de la cascada desaparece más allá de un punto máximo en su dirección de propagación. A partir de ese punto, la extensión lateral de la cascada no continúa aumentando a medida que la cascada avanza dentro del material, sino que alcanza un límite debido a que las partículas de baja energía son absorbidas rápidamente.

El perfil transversal puede ser descrito mediante una función basada en la suma de dos gaussianas:

$$f(z) = A_1 \exp\left(-\frac{|z - z_0|}{b_1}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{|z - z_0|}{b_2}\right) \quad (2.19)$$

donde z es la coordenada transversal dada en cm , z_0 es el punto de inicio de la cascada y b_1 y b_2 son los coeficientes de atenuación que representan tanto la parte central como la zona periférica de la cascada con sus respectivas contribuciones A_1 y A_2 . Grindhammer describió estas dos componentes por medio de la función[33]:

$$f(r) = \frac{2rR^2}{(r^2 + R^2)^2} \quad (2.20)$$

donde R es una función fenomenológica de x/X y $\ln E$.

El desarrollo lateral de la cascada electromagnética puede caracterizarse de un modo independiente al material por medio del radio de Mollière. Este parámetro indica el ensanchamiento de un haz de electrones de energía ϵ_c tras atravesar un espesor X y viene dado por[33]:

$$R_M = \left(\frac{E_M}{\epsilon_c} \right) X \quad (2.21)$$

donde $E_M = m_e c^2 \sqrt{4\pi/\alpha} \approx 21 \text{ MeV}$ representa la constante usual en la teoría de difusión múltiple. En la tabla 2.1 se representa los valores del radio de Mollière para diversos materiales. Aplicando las expresiones 2.6 y 2.12 donde se dan los valores de la energía crítica y de la longitud de radiación respectivamente, puede expresarse el radio de Mollière como:

$$R_m \approx \frac{7}{4} A [g/cm^2] \quad (2.22)$$

En promedio, el 10 % de la energía depositadas se hace fuera de un cilindro definido según las unidades del radio de Mollière. El 95 % de la cascada electromagnética se encuentra confinada en un cilindro de radio R_e dado por:

$$R_e(95\%) = 2R_M \quad (2.23)$$

Mientras que el 99 % de la cascada estará contenida en $3.5 R_M$. En base al radio de Mollière, puede verse que las cascadas electromagnéticas son muy estrechas. Este hecho puede ser utilizado para dar medidas precisas de la posición de la partícula incidente, para lo que se requiere el diseño de un calorímetro con una granularidad lo suficientemente fina.

2.3. Estudio de las cascadas hadrónicas

La descripción detallada de una cascada hadrónica resulta mucho más complicada que la de una cascada electromagnética debido a la gran variedad y complejidad de los procesos hadrónicos que se producen.

Una cascada hadrónica es un proceso que se origina con la absorción de partículas hadrónicas por un medio material y que se encuentra dominado por la interacción nuclear fuerte. La interacción de un hadrón incidente con los núcleos que constituyen el material absorbente de un calorímetro provoca una gran cantidad de partículas de menor energía que sufren nuevas interacciones de diversos tipos produciendo nuevos tipos de partículas que a su vez pueden dar lugar a otros generándose la cascada hadrónica.

Dentro de este conjunto de nuevas partículas, se encuentran fotones debidos a la desintegración de mesones neutros como π^0 o η mediante la reacción nuclear $\pi^0, \eta \rightarrow \gamma\gamma$ produciendo pérdidas de energía por procesos electromagnéticos. La cantidad de energía que el hadrón incidente transforma

en π^0 varía de suceso a suceso y depende de lo ocurrido en la primera fase de la cascada. En promedio, un tercio de los mesones producidos en la primera interacción son π^0 s.

Por otro lado, los piones cargados podrán producir piones neutros en sus próximas interacciones, pero hasta que tenga lugar una interacción fuerte con los núcleos del medio absorbente sufrirán pérdidas de energía por medio de procesos de ionización y excitación de los núcleos atómicos.

De esta forma, durante el desarrollo de una cascada hadrónica pueden encontrarse dos componentes:

- **Electromagnética:** Debida a partículas que se originan fundamentalmente en la desintegración de piones neutros, como electrones, positrones o fotones, y a los procesos de ionización y excitación de los núcleos atómicos del material absorbente por el paso de hadrones cargados.
- **Hadrónica:** Debida a las interacciones nucleares fuertes de partículas hadrónicas, como piones, kaones o protones, con los núcleos atómicos del medio absorbente.

2.3.1. Producción de una cascada hadrónica

Las interacciones electromagnéticas fueron descritas en la sección 2.2.3, así que en esta sección se estudian los procesos que dan lugar a la parte puramente hadrónica de la cascada.

Cuando un hadrón de alta energía interacciona con un núcleo atómico, es muy probable que se produzca el denominado proceso de espalación. Este proceso consiste en un conjunto de colisiones intranucleares entre el hadrón y los nucleones que constituyen el núcleo acompañadas con procesos de desexcitación que ocurren posteriormente y se desarrolla en dos etapas:

1. **Desarrollo de una cascada intranuclear.** Una partícula de alta energía interacciona con los nucleones que adquieren la suficiente energía para viajar en el interior del mismo, interaccionando con otros nucleones que a su vez podrán desarrollar este mismo proceso. Este conjunto de interacciones genera una cascada en el interior del núcleo denominada cascada intranuclear que se propaga durante un corto intervalo de tiempo de $\sim 10^{-22}$ s[34].
2. **Desexcitación de los núcleos intermedios.** La desexcitación de los núcleos intermedios tiene lugar en los siguientes $\sim 10^{-18}$ s[34] y depende del número atómico y de la masa atómica del núcleo producido (Z , A).

Para los núcleos ligeros dominan los procesos de evaporación en los que se emiten pequeños fragmentos nucleares como partículas α , deuterio o tritio, y nucleones hasta que su energía de excitación sea menor que la energía de

ligadura nuclear. Este remanente de energía se emite en forma de γ [35]. Para los núcleos más pesados los mecanismos de fisión inducidos por neutrones rápidos o protones de alta energía se presentan como una posibilidad de desexcitación de estos núcleos intermedios compitiendo con los procesos de evaporación[36, 37].

La producción de procesos de evaporación o de fisión depende del material absorbente que se utilice y de la energía de los núcleos secundarios producidos. A altas energías ($>100 \text{ MeV}$) la probabilidad de fisión es proporcional a Z^2/A (con Z y A los números atómico y másico del núcleo intermedio) y depende del número y del tipo de nucleones que escaparon en la inducción de la cascada de espalación. Al aumentar la energía del hadrón incidente, escaparán en promedio más nucleones, por lo que el valor de Z^2/A disminuirá con la energía al igual que la probabilidad de fisión.

Las partículas secundarias interactúan nuevamente con el material absorbente mediante procesos que dependen del tipo de partícula y de su energía. Por un lado, se encuentran los procesos responsables de la componente electromagnética, como la desintegración de los piones neutros en dos fotones o los procesos de ionización de los piones cargados. Por otra parte, si los piones cargados tienen la suficiente energía pueden repetir el proceso de espalación produciendo el mismo tipo de partículas secundarias que el hadrón inicial. Sin embargo, a bajas energías los piones positivos decaen en muones y neutrinos, mientras que los piones negativos son absorbidos por el núcleo. Los neutrones pierden su energía cinética mediante colisiones elásticas e inelásticas y en procesos de captura nuclear, en estos últimos depositan su energía (de unos pocos MeV) en forma de fotones.

Las interacciones que generan una cascada hadrónica tienen su origen en la interacción nuclear entre un hadrón incidente y un núcleo del medio absorbente. La probabilidad que ocurra esta interacción fuerte viene dada por:

$$P_I = 1 - e^{-x/\lambda_I} \quad (2.24)$$

donde λ_I es la longitud de interacción y se define como la distancia media que recorre un hadrón en el medio hasta que ocurra una interacción nuclear. Este parámetro depende del peso atómico y de la densidad del material utilizado y puede aproximarse por medio de:

$$\lambda_I = \frac{A}{N_A \rho \sigma_i} \quad (2.25)$$

donde N_A es el número de Avogadro, A y ρ son la masa atómica y la densidad del material y σ_i es la sección eficaz inelástica.

En la figura 2.6 se esquematiza el desarrollo de una cascada hadrónica originada por la interacción de un neutrón con un núcleo del material absorbente. El camino recorrido por el neutrón antes de producirse la pri-

mera interacción se representa por la longitud de interacción λ_I . También se distinguen las componentes electromagnética, formada por los fotones producidos por la desintegración de los π^0 s y por los procesos de ionización de las partículas cargadas, y hadrónica, producida por los fragmentos nucleares y mesones.

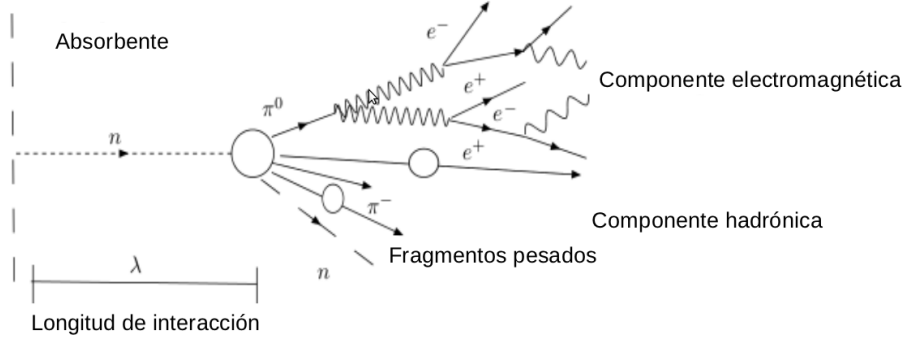


Figura 2.6: Esquema del desarrollo de una cascada hadrónica generada por el paso de un neutrón a través del material absorbente.

A diferencia de lo que ocurre en un calorímetro electromagnético, en uno hadrónico parte de la energía que se libera en los procesos que dan lugar al desarrollo de una cascada hadrónica no va a poder ser medida. Esta energía no detectada va a denominarse energía invisible y puede deberse a varios procesos:

1. Existen fragmentos que escapan del calorímetro sin interactuar con el material absorbente (neutrinos) o depositando poca energía (muones o neutrones lentos).
2. La producción de partículas α , neutrones o protones requiere consumir energía correspondiente a la energía de ligadura nuclear y que no se transforma en señal detectable.

La fracción de energía invisible puede representar hasta el 40 % del total[38] de la energía disponible en la componente hadrónica de la cascada. Las pérdidas de neutrinos y muones son bastante pequeñas ($\sim 1\%$ para cascadas de 40 GeV[28]) y disminuyen con la energía. Aproximadamente 1/3 de la energía perdida proviene de los fragmentos nucleares y unos 2/3 corresponden a la utilizada para liberar a los nucleones del núcleo[39].

2.3.2. Componentes de una cascada hadrónica

Como se ha visto en la sección 2.3.1, una cascada hadrónica se origina debido a una sucesión de interacciones inelásticas que dan lugar a un proceso

de producción de partículas secundarias que aumenta logarítmicamente con la energía del hadrón incidente y aproximadamente la mitad de esa energía se absorbe en la producción de partículas secundarias.

Entre las partículas secundarias, un tercio de la familia de los piones originados son π^0 s que se desintegran emitiendo dos fotones. Estas desintegraciones representan la contribución mayoritaria a la componente electromagnética de una cascada hadrónica. Aunque también se encuentra una pequeña contribución de gammas emitidas por la desexcitación de núcleos atómicos y que depositan su energía por medio de procesos electromagnéticos.

En principio, toda la energía que no se deposita por electrones, positrones o gammas contribuye a la componente hadrónica de la cascada. Así pues, los procesos nucleares que envuelven a la generación de una cascada hadrónica, produciendo hadrones cargados (mayoritariamente piones) que pierden parte de su energía cinética mediante procesos de ionización hasta que interactúan fuertemente con un núcleo del material absorbente, o nucleones producidos por procesos de espalación, evaporación o fisión, contribuyen a la componente hadrónica de la cascada.

Las componentes electromagnética y hadrónica pueden describirse mediante la fracción de energía que un hadrón deposita en el medio a causa de procesos electromagnéticos y hadrónicos respectivamente (f_{em} y f_{had}). Si en la componente hadrónica se incluye la parte correspondiente de la energía invisible, se tiene que:

$$f_{had} + f_{em} = 1 \quad (2.26)$$

El promedio de la fracción electromagnética puede expresarse como una función de la energía del hadrón incidente mediante la expresión [40, 41]:

$$f_{em} \approx f_{\pi^0} \approx (0.11 - 0.12) \cdot \ln E[GeV] \quad (2.27)$$

2.3.3. Desarrollo espacial de una cascada hadrónica

Conocer la distribución espacial de una cascada hadrónica permite realizar estudios de contención tanto lateral como longitudinal en el interior del calorímetro. En [42] puede encontrarse un resumen de las propiedades espaciales de una cascada hadrónica.

Perfil longitudinal

El perfil longitudinal de una cascada hadrónica va a depender principalmente de la longitud de interacción (λ_I) del material atravesado que viene dada por la expresión 2.25. La longitud de radiación (X_0) que caracteriza a la componente electromagnética es relativamente pequeña, como puede

verse en la tabla 2.1, donde se resumen estas propiedades para distintos materiales que pueden ser susceptibles de constituir el medio absorbente de un calorímetro.

De modo aproximado, λ_I puede expresarse en función del radio nuclear del material por medio de:

$$\lambda_I = 35[\text{g/cm}^2]A^{1/3} \quad (2.28)$$

El perfil longitudinal puede parametrizarse por medio de la función fenomenológica dada por la expresión[43]:

$$dE = K \left\{ \omega s^{\alpha-1} e^{bs} + (1-\omega)t^{c-1} e^{-dt} \right\} ds \quad (2.29)$$

donde K es una constante de normalización, ω y $1-\omega$ son los pesos relativos de las dos curvas, s y t la profundidad desde el origen de la cascada en longitudes de radiación e interacción respectivamente y a , b , c y d son parámetros de ajuste a los datos, a los que se les permite una dependencia logarítmica con la energía. El primer término de 2.29 describe la dependencia de la energía electromagnética depositada cerca del vértice de la cascada y el segundo término describe la dependencia exponencial a largas distancias debida a la parte hadrónica.

El máximo de la cascada depende logarítmicamente de la energía del hadrón incidente[44] y se expresa por medio de:

$$t_{\max}[\lambda_I] \sim 0.2 \ln E[\text{GeV}] + 0.7 \quad (2.30)$$

Como en el caso electromagnético, una cascada hadrónica se desarrolla en promedio a lo largo de la dirección de la partícula incidente mientras que los fragmentos secundarios producidos tengan la suficiente energía para continuar con el proceso de multiplicación. La longitud de un calorímetro para contener el 95 % de la cascada ($L_{95\%}$) viene dada en una primera aproximación por[44]:

$$L_{95\%} = t_{\max} + 2.5\lambda_\alpha \quad (2.31)$$

donde λ_α es la denominada longitud de atenuación y representa la disminución exponencial de la energía de la cascada hadrónica más allá de t_{\max} y varía con la energía como $\lambda_\alpha = E^{0.13}$. Esta aproximación es válida para el rango energético de unos pocos GeV hasta unos pocos de cientos de GeV donde, al igual que ocurría con las cascadas electromagnéticas, el tamaño necesario para contener una cascada aumenta muy lentamente con la energía, pasando de $6\lambda_I$ para hadrones de 5 GeV a $9\lambda_I$ para los de 210 GeV[45].

Perfil lateral

La dispersión lateral de una cascada hadrónica se debe a la producción de partículas secundarias a grandes ángulos. La forma y la anchura de la cascada depende de su profundidad. En el perfil radial se observan las dos componentes de una cascada hadrónica: una parte central, debida a la componente electromagnética a lo largo del eje de la cascada y que decae muy rápido, y una gran parte periférica debida principalmente a la deposición energética de partículas de baja energía que dispersa radialmente una fracción de la energía de la cascada.

De forma aproximada puede considerarse que el 95 % de la cascada queda contenida en un radio R dado por[44]:

$$R(95\%) \gtrsim \lambda_I \quad (2.32)$$

2.4. Energía depositada en un calorímetro

Como se ha visto en la sección 2.1, los calorímetros pueden clasificarse de acuerdo a su composición en calorímetros homogéneos y de muestreo. Los calorímetros son optimizados, en función del tipo de partículas, para medir cascadas electromagnéticas o hadrónicas. De este modo, pueden distinguirse entre calorímetros electromagnéticos y hadrónicos.

Los calorímetros electromagnéticos miden la energía de electrones y fotones. Debido a la interacción de los electrones con el medio material, se irradian fotones de alta energía generados por la radiación de *Bremsstrahlung*. Por otro lado, los fotones interaccionan con el medio material creando pares electrón-positrón. Existen calorímetros electromagnéticos tanto homogéneos como de muestreo. Toda la energía depositada en un calorímetro electromagnético homogéneo, en principio, puede ser detectada.

Los calorímetros hadrónicos miden la energía depositada por el paso de hadrones (cargados y neutros) a través de ellos. Como $\lambda_I \gg X_0$, los calorímetros hadrónicos, por lo general, suelen ser de muestreo. Los hadrones interaccionan fuertemente con el material absorbente, que tiene un alto número atómico (Z), donde se produce la cascada y la señal se genera por las interacciones de las partículas de la cascada con el medio activo, que es el material de menor Z . En un calorímetro hadrónico, como se explicó en la sección 2.3.1, parte de la energía de una cascada hadrónica no es detectable (energía invisible). Además, en una cascada hadrónica conviven las componentes electromagnética y hadrónica. La energía detectada en una cascada hadrónica puede expresarse como:

$$E_{det}(total) = f_{em}E_{det}(e) + (1 - f_{em})E_{det}(h) \quad (2.33)$$

donde $E_{det}(total)$ representa la energía depositada total por el paso de un

hadrón, mientras que los dos términos de la segunda parte de la igualdad corresponde a la fracción de energía electromagnética y hadrónica respectivamente.

2.4.1. Respuesta de un calorímetro de muestreo

Las señales generadas por las componentes de una cascada son medibles por el medio activo y es lo que define la respuesta del calorímetro ante un tipo de partículas determinado. Las señales pueden ser, por ejemplo, luz producida en un centelleador o la carga producida en cámaras de ionización. Estadísticamente, la señal producida y que se detecta en un calorímetro es proporcional a la energía depositada por la cascada.

Para comparar las señales producidas por diferentes partículas que pasan por un calorímetro de muestreo, se hace uso de la fracción de muestreo que se define como la proporción entre la energía detectada y la energía depositada considerando tanto el medio activo como el medio absorbente [46]:

$$S_i = \frac{E_{det}(i)}{E_{tot}(i)} = \frac{E_{act}(i)}{E_{act}(i) + E_{abs}(i)} \quad (2.34)$$

donde $E_{act}(i)$ y $E_{abs}(i)$ representan la energía depositada en los materiales activo y pasivo respectivamente por una partícula i . Cuando $E_{act}(i) + E_{abs}(i)$ coincide con la energía de la partícula incidente se dice que el calorímetro es hermético.

Se puede tomar como referencia la señal producida por una partícula de mínima ionización (*mip*), ya que la energía depositada por una *mip* depende principalmente del espesor del material atravesado y en menor medida del material en sí mismo. Así se pueden comparar tanto las señales producidas por diferentes partículas en un calorímetro como las señales en diferentes calorímetros. La cantidad de energía media que una *mip* pierde en un material de espesor Δx es:

$$E(mip) = \left(\frac{dE(mip)}{dx} \right) \Delta x \quad (2.35)$$

La fracción de muestreo de una *mip* es independiente de la energía y vendrá dada por:

$$S_{mip} = \frac{E_{act}(mip)}{E_{act}(mip) + E_{abs}(mip)} \simeq \frac{t_{act}}{t_{act} + t_{abs}} \quad (2.36)$$

donde t_{act} y t_{abs} son los espesores de los medios activo y absorbente respectivamente, expresados en longitudes de radiación.

Para otro tipo de partícula esta fracción depende de la energía y se puede relacionar la fracción de muestreo de cualquier partícula con la de una *mip* mediante el denominado cociente de muestreo ($R_i(E)$) dado por:

$$R_i(E) = \frac{S_i(E)}{S_{mip}} \equiv i/mip \quad (2.37)$$

y representa la proporción en promedio de la señal de una partícula i respecto de la señal de una mip . De este modo, $i/mip < 1$ quiere decir que en promedio la señal de la partícula i es menor que la que generaría una mip .

En un calorímetro electromagnético se evalúa la relación e/mip , que es una característica intrínseca del calorímetro e independiente de la energía. Esta relación depende de la estructura de un calorímetro de muestreo, especialmente de las diferencias entre las densidades de los materiales absorbente y activo utilizados. La relación $e/mip < 1$ ocurre si $Z_{abs} > Z_{act}$, es aproximadamente 1 si la densidad de ambos materiales es similar y > 1 si $Z_{abs} < Z_{act}$.

2.4.2. Respuesta de un calorímetro hadrónico. Compensación

En función del tipo de partícula incidente, la respuesta de un calorímetro es diferente. Cada una de las partículas generadas durante el desarrollo de la cascada contribuye de un modo distinto a la señal, debido a los diversos mecanismos de deposición de energía.

La respuesta de un calorímetro hadrónico viene marcada por la relación entre las componentes electromagnética y hadrónica que conviven en la cascada. Partiendo de la expresión dada por 2.26, la respuesta de una cascada hadrónica puede expresarse como:

$$R = R_{em} + R_{had} = e f_{em} E + h f_{had} E = h \left[1 + \left(\frac{e}{h} - 1 \right) f_{em} \right] E \quad (2.38)$$

donde e y h son constantes de calibración de la parte electromagnética y hadrónica respectivamente. Se define el cociente e/h como la relación entre la respuesta que presenta un calorímetro hadrónico a señales puramente electromagnéticas frente a la respuesta a señales puramente hadrónicas. Este cociente representa el grado de compensación de un calorímetro hadrónico. En base a e/h los calorímetros hadrónicos pueden clasificarse en: compensantes ($e/h = 1$), sobrecompensantes ($e/h > 1$) y no compensantes ($e/h < 1$).

La energía depositada en un medio activo corresponde a las pérdidas de energía que sufren las partículas cargadas producidas durante la generación de la cascada, y se debe a los distintos procesos de colisiones que tienen lugar con los átomos constituyentes del material. Por otro lado, las interacciones con las que se generan las partículas secundarias de una cascada electromagnética son completamente diferentes que las de una cascada hadrónica. Debido a estas interacciones, la energía de una cascada electromagnética puede ser detectada completamente y, en cambio, parte de la energía de una cascada hadrónica es invisible al calorímetro. Este hecho se traduce en

una respuesta diferente del calorímetro ante las señales de electrones y de hadrones de la misma energía. El cociente e/h puede expresarse en función del cociente de la energía detectada electromagnética y hadrónicamente:

$$e/h \equiv \frac{E_{det}(e)}{E_{det}(h)} \quad (2.39)$$

Descomponiendo la señal hadrónica detectada en las distintas componentes producidas por los diferentes tipos de partículas responsables:

$$e/h = \frac{e/mip}{f_{ion}(ion/mip) + f_n(n/mip) + f_\gamma(\gamma/mip)} \quad (2.40)$$

donde f_{ion} , f_n y f_γ son las fracciones promedio de la energía de los tres tipos de partículas secundarias responsables de la componente puramente hadrónica: hadrones ionizantes, neutrones y gammas nucleares.

El cociente e/h es una propiedad intrínseca del calorímetro que no depende de la energía y no se determina nunca en una medida experimental, sino que se utiliza la relación entre las señales producidas por un electrón y un hadrón real de la misma energía. Una cascada real tiene una componente electromagnética y otra hadrónica ($f_{em} \neq 0$ y $f_{had} = (1 - f_{em})$). Utilizando la expresión 2.39 se puede expresar que

$$e/\pi = \frac{E_{det}(e)}{f_{em}E_{det}(e) + (1 - f_{em})E_{det}(h)} = \frac{e/h}{1 - f_{em}(1 - e/h)} \quad (2.41)$$

La dependencia con la energía de la relación e/π viene a través de la fracción electromagnética, que depende logarítmicamente de la energía por medio de la expresión 2.27. Además de la dependencia con la energía del hadrón incidente, el cociente e/π depende del número atómico (Z) de los materiales absorbente y activo. Utilizando 2.41 el cociente e/h de un calorímetro puede evaluarse a partir de la relación e/π con electrones y piones de la misma energía por medio de:

$$e/h = \frac{(e/\pi)(1 - f_{em})}{1 - f_{em}(e/\pi)} \quad (2.42)$$

En aquellos calorímetros donde la fracción de neutrones influye en un modo mínimo a la energía detectada, el medio activo alcanza una respuesta lineal ante la energía depositada por colisiones fuertes.

En un calorímetro hadrónico, parte de la energía de las partículas incidentes contribuye a la fracción de la energía invisible que se utiliza para la ruptura de núcleos, crear neutrones de baja energía y producir neutrinos que son indetectables. Si la fracción de energía invisible depende de la energía incidente, puede no ser posible alcanzar la condición de compensación. De

hecho, la mayoría de los calorímetros son no compensantes. La falta de compensación no solo produce diferencias entre las señales electromagnéticas y hadrónicas, sino que además degrada la resolución en energía para hadrones. Este efecto se debe a que, suceso a suceso, existen grandes fluctuaciones de la fracción electromagnética en las cascadas hadrónicas. En general, los calorímetros no compensantes tienen una respuesta mucho más alta para las partículas electromagnéticas, con valores típicos de $e/h \simeq 1.1 - 1.35$.

La compensación puede lograrse mediante el uso de, en principio, dos técnicas diferentes:

1. **Compensación del material.** Mediante una adecuada elección del material y una apropiada relación de los medios activo y pasivo se puede aumentar la parte hadrónica y/o disminuir la electromagnética.

La componente electromagnética puede disminuirse utilizando materiales con un alto Z para limitar la respuesta a electrones y confinar mejor las cascadas electromagnéticas en el seno del medio absorbente.

La señal hadrónica puede incrementarse detectando parte de la energía producida por los neutrones generados en el proceso de la cascada. Esto puede conseguirse con materiales ricos en hidrógeno, como plásticos centelleadores, encontrándose procesos de dispersión neutrón-protón. En este tipo de materiales los neutrones tienen secciones eficaces de colisión grandes y la energía transferida en una colisión elástica puede ser detectada a través de la ionización del medio activo producida por el núcleo de retroceso. También es posible el uso de U^{238} como medio absorbente, ya que, su capacidad de fisión contribuye a que los neutrones lentos proporcionen señales detectables por el medio activo.

2. **Compensación del software.** Se realiza a nivel de reconstrucción de las cascadas hadrónicas identificando las contribuciones electromagnética y hadrónica. Se aplica, *a posteriori*, un algoritmo de acuerdo a las señales registradas en los distintos planos de muestreo.

2.4.3. Identificación de electrones y hadrones

Las contribuciones de electrones, fotones y hadrones pueden separarse utilizando un calorímetro electromagnético delante de uno hadrónico. De este modo, se consigue una parte electromagnética de varias longitudes de radiación de profundidad y otra parte hadrónica con una profundidad de varias longitudes de interacción.

Si el calorímetro electromagnético está constituido por un material absorbente de ~ 1 longitud de interacción de profundidad, con una longitud de radiación muy diferente a la longitud de interacción, puede usarse como discriminador entre electrones y hadrones. En este caso los hadrones depositarán muy poca energía en el calorímetro electromagnético y serán fácilmente

distinguibles. Un material adecuado es el tungsteno donde $\lambda_I/X_0 \sim 30$.

2.4.4. Resolución en energía de un calorímetro

Resolución en energía de calorímetros homogéneos

La detección de la energía depositada por una cascada de partículas en un calorímetro es un proceso de base estadística. Esta premisa es válida tanto para un calorímetro electromagnético (homogéneo o de muestreo) como hadrónico. Los procesos físicos que gobiernan las interacciones que se producen entre las partículas que atraviesan un calorímetro originando la cascada de partículas (ver secciones 2.2 y 2.3) se producen de forma aleatoria, por lo que cada una de las cascadas que se desarrollan es diferente a las restantes. Este efecto estocástico determina la llamada resolución intrínseca de un calorímetro.

El número de partículas secundarias generadas en una cascada (N) está gobernado por la estadística de Poisson, y la desviación estándar que presenta la distribución respecto del valor medio puede expresarse como:

$$\frac{\sigma(N)}{N} \propto \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (2.43)$$

El número total de partículas secundarias es proporcional a la energía de la partícula incidente, expresándose la resolución intrínseca del calorímetro como:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \approx \frac{a_i}{\sqrt{E}} \quad (2.44)$$

donde a_i es una constante intrínseca que caracteriza la resolución de cada calorímetro de un modo particular.

La resolución intrínseca representa el límite inferior de un calorímetro real, mejorando con el aumento de la energía de las partículas incidentes. Sin embargo, existen otros factores que empeoran la medida de la energía de las cascadas de partículas y, por tanto, la resolución en energía. Estos factores se derivan fundamentalmente de motivos instrumentales[47, 48] como pérdidas longitudinales y/o transversales, espacios muertos existentes en el detector, etc. Este tipo de fluctuaciones se describen con la introducción de un término independiente en la resolución de un calorímetro:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \approx \frac{a_i}{\sqrt{E}} \oplus b \quad (2.45)$$

En un calorímetro real parte de la cascada puede escapar de sus límites longitudinales y/o laterales. Este hecho conlleva una pérdida de información que, claramente, influye en la medida de la energía depositada por las partículas. Las pérdidas longitudinales constituyen un elemento de mayor

influencia sobre la resolución del calorímetro que las laterales. La profundidad necesaria para que un calorímetro contenga completamente una cascada varía de acuerdo a $\ln(E)$.

Resolución en energía de calorímetros de muestreo

En calorímetros de muestreo, además de lo expuesto anteriormente, pueden encontrarse tres factores derivados de sus propias características estructurales que afectarían a su resolución en energía:

- **Fluctuaciones de muestreo intrínsecas.** Corresponden con las variaciones en el número de partículas que pasan por el medio activo del calorímetro.
- **Fluctuaciones de Landau.** Son producidas por diferencias en la cantidad de energía depositada por las partículas.
- **Fluctuaciones de longitud de traza.** Debida a que partículas con distintos ángulos no recorren la misma distancia en el medio activo y por tanto depositan una cantidad diferente de energía.

Estos factores introducen un término extra a la resolución en energía debido a que las partículas que pasan por el medio activo contribuyen de diferente manera a la señal. La disposición del medio activo y del material absorbente es fija, la diferencia en la energía depositada por cada una de las cascadas van a tener un carácter puramente estadístico y su resolución podrá expresarse como:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \approx \frac{a_i \oplus a_m}{\sqrt{E}} \oplus b \quad (2.46)$$

donde a_m es una constante intrínseca de muestreo que describe la estadística de generación de partículas debido a la disposición del absorbente y del medio activo.

Resolución en energía de calorímetros de muestreo hadrónicos

En los calorímetros de muestreo hadrónicos se encuentran los dos tipos de fluctuaciones descritas anteriormente que afectan a su resolución en energía y que son: fluctuaciones intrínsecas y de muestreo.

Las fluctuaciones intrínsecas se encuentran determinadas por varios factores. El primero de ellos se basa en la probabilidad de que se produzca la primera interacción nuclear fuerte con el material absorbente de un calorímetro. Este hecho otorga un carácter estadístico al proceso de detección debido a las fluctuaciones que existen en el propio desarrollo de la cascada hadrónica.

Un segundo factor consiste en la desintegración de π'_0 s a partir de los que aparece la fracción electromagnética de una cascada hadrónica, que depende logarítmicamente de la energía. Esta fracción experimenta una serie de fluctuaciones de naturaleza no Gaussiana entre un suceso y otro, influyendo en la cantidad de energía detectada.

Por último, la fracción de energía no detectable por el calorímetro introduce un tercer factor que es intrínseco al calorímetro. Esta fracción de energía que, principalmente, se debe a la energía necesaria utilizada para la liberación de nucleones, a la energía de retroceso del núcleo y, en algunos casos, a la aparición de neutrinos, que no son detectados, y/o fotones de baja energía, que son absorbidos por el material de alto Z . Estas limitaciones intrínsecas en las cascadas hadrónicas hacen que la resolución en energía de un calorímetro hadrónico sea peor en comparación con la de un calorímetro electromagnético.

La resolución en energía de un calorímetro hadrónico puede expresarse por medio de la expresión siguiente:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \approx \frac{a_i \oplus a_m \oplus a_f}{\sqrt{E}} \oplus b \quad (2.47)$$

donde a_f es una constante intrínseca que caracteriza la producción de fotones debido a la desintegración de los π'_0 s, como se vio en la sección 2.3.

Capítulo 3

Calorimetría destinada a futuros colisionadores lineales

RESUMEN: En este capítulo se presentan las distintas tecnologías de calorímetros que se están desarrollando dentro de la colaboración internacional CALICE destinadas a los futuros colisionadores de partículas. Además se describen los requerimientos que estos calorímetros deben cumplir para conseguir una mejora sustancial de las resoluciones en energía de los *jets* usando algoritmos de flujos de partículas.

3.1. Introducción a la colaboración CALICE

La colaboración CALICE (*Calorimeter for the Linear Collider Experiments*) es una colaboración internacional que realiza I+D en calorímetros altamente segmentados para detectores que formarán parte de la nueva familia de colisionadores, como ILC o CLIC, con el objetivo de sacar el máximo partido al *Particle FLow Algorithm* (PFA) para reconstruir la energía de los *jets*.

Se están realizando investigaciones sobre varias opciones tecnológicas, tanto para calorímetros electromagnéticos como para hadrónicos. El objetivo consiste en cubrir el mayor número posible de opciones de prototipos y probarlos usando haces de partículas a diferentes energías, además de crear infraestructuras de uso común tales como los dispositivos mecánicos, la electrónica de lectura, el sistema de adquisición de datos (DAQ) o el desarrollo de un marco de software que permita un análisis común con el fin de facilitar la combinación y la comparación de los datos en las pruebas de los diferentes prototipos. De este modo, se puede lograr una mayor comprensión de las fortalezas y debilidades de las diferentes opciones consideradas.

El desarrollo y construcción de prototipos realistas va a permitir, desde el punto de vista de la física, verificar las prestaciones de estas tecnologías para su uso en futuros detectores y realizar estudios con datos reales de la evolución de las cascadas por medio de la alta granularidad y segmentación; y tecnológicamente se podrá, entre otras cosas, validar la electrónica desarrollada para la lectura de esa gran cantidad de canales, además de demostrar que se puede construir un prototipo tecnológico con una mecánica, sistema de adquisición de datos y electrónica integrada similar a la que se usaría en un experimento real.

Los distintos prototipos de calorímetros electromagnéticos (ECAL) y hadrónicos (HCAL) que los diferentes grupos de la colaboración CALICE están desarrollando en la actualidad se resumen en la tabla 3.1:

Calorímetro	Material activo-pasivo	Tipo de lectura
SiW ECAL	Silicio-tungsteno	Analógica
ScintW ECAL	Centelleo-tungsteno	Analógica
AHCAL	Centelleo-Acero inoxidable	Analógica
DHCAL	Gas-Acero inoxidable	Digital
SDHCAL	Gas-Acero inoxidable	Semi-Digital

Tabla 3.1: Diferentes prototipos que se están desarrollando dentro de la colaboración CALICE.

3.2. Calorimetría digital

A diferencia de los calorímetros convencionales, con los que se mide la energía total depositada por la partícula, los calorímetros que realizan una lectura digital cuentan el número de señales generadas con un valor superior al de un determinado umbral de discriminación establecido previamente.

En la sección 2.4.4 se ha visto que la resolución en energía de un calorímetro convencional va a tener una contribución de carácter estadístico debido al número de partículas que es capaz de detectar el medio activo y a la disposición de los medios detector y absorbente, dando lugar a las denominadas fluctuaciones intrínsecas y de Landau respectivamente. También se encuentran otro tipo de contribuciones que se corresponden a medios instrumentales como el efecto del ruido electrónico o la fuga longitudinal o lateral de parte de una cascada.

Con el uso de un calorímetro digital simplemente se cuenta el número de señales producidas por la cascada. El comportamiento de esta distribución podrá ser descrito con la estadística de Poisson y si el número de señales se puede medir con precisión, la incertidumbre asociada a las fluctuaciones de Landau puede reducirse, de modo que la resolución en energía puede aproximarse a la componente intrínseca del propio calorímetro.

Las características básicas de diseño de los calorímetros digitales requieren que tengan una alta granularidad dando lugar a una gran cantidad de canales de lectura. De este modo, se podrá contar el número de canales que registran señal o número de *hits*. Con este sistema de medida, a diferencia de los calorímetros convencionales, se producen efectos de saturación debidos a que un mismo canal puede registrar varias señales en un mismo suceso contabilizando un único *hit* y generando pérdidas de información.

La importancia de estos efectos de saturación se incrementa cuanto mayor es la energía de la partícula incidente, ya que aumenta el número de señales generadas en una cascada y hace que su núcleo sea más denso. Por tanto, la probabilidad de que varias señales sean registradas en un mismo canal de lectura será mayor. De esta manera, como podrá verse en los estudios presentados en esta tesis, la respuesta en el número de *hits* de un calorímetro digital no es lineal con la energía.

Para reducir estos efectos de saturación, entre otras cosas, es importante realizar una optimización de la granularidad de los detectores en función del tipo de partículas que se pretende medir.

3.3. Calorímetros desarrollados por la colaboración CALICE

Dentro de la colaboración CALICE se han desarrollado diversos prototipos de calorímetros (ver tabla 3.1), tanto electromagnéticos como hadrónicos. Estos calorímetros, con una lectura analógica o digital, están basados en diferentes tecnologías como medio activo y utilizan distintos materiales como medio absorbente.

Con estos prototipos reales se ha podido comprobar la viabilidad tecnológica en términos de construcción, gastos y rendimiento, recolectándose grandes cantidades de datos con los que pudieron estudiarse las prestaciones de estos dispositivos (linealidad y resolución en energía). Además, en algunos casos, gracias a la alta granularidad se realizaron estudios de la evolución de las cascadas electromagnéticas y hadrónicas.

3.3.1. Calorímetros electromagnéticos

Los requisitos de granularidad y la capacidad para la distinción de partículas de un calorímetro electromagnético compacto se cumplen con el uso de tungsteno como material absorbente. La longitud de radiación (X_0) es de 3.5 mm , el radio de Molière (R_M) de 9 mm y su longitud de interacción (λ_I) es de 99 mm . Esto permite conseguir un diseño compacto con una profundidad de $24X_0$ dentro de 20 cm y, en comparación con otros materiales como por ejemplo el plomo, se alcanza una mejor separación de las cascadas electromagnéticas inducidas por partículas que pasan muy cerca entre ellas.

En la actualidad, la colaboración está trabajando en el desarrollo de dos tipos de calorímetros electromagnéticos:

Calorímetro electromagnético de silicio y tungsteno (Si-W-ECAL)

El Si-W-ECAL[49, 50] constituyó el primer prototipo de calorímetro electromagnético de muestreo que se desarrolló en la colaboración. El medio activo del prototipo está formado por 30 planos que contienen una matriz de 3×3 obleas de silicio de $525 \mu\text{m}$ de espesor, cada una segmentada en 6×6 diodos PIN de $1 \times 1 \text{ cm}^2$, con lo que se alcanzan un total de 9720 canales de lectura. Los planos se intercalan entre hojas de tungsteno envueltas en fibra de carbono que actúan como medio absorbente.

En la parte izquierda de la figura 3.1 se observa el esquema del prototipo distinguiéndose los diferentes elementos de los que está formado así como las dimensiones de diseño. La región de color amarillo situada en la parte central del prototipo representa la zona activa con las 3×3 obleas con los píxeles de silicio. Los 30 planos detectores se distribuyen en tres estructuras, cada una con 10 planos de detección. El espesor de las hojas de tungsteno es diferente para cada una de ellas. En la primera (zona de color verde) el espesor es de 1.4 mm , en la segunda (zona violeta) 2.8 mm y en la tercera (zona naranja) 4.2 mm , para completar un espesor total de 20 cm ($\sim 24 X_0$ y $\sim 1 \lambda_I$) con el que se puede contener la totalidad de la cascada electromagnética. En la derecha de la figura 3.1 se muestra el prototipo Si-W-ECAL expuesto a haces de partículas en una de las campañas de pruebas realizadas.

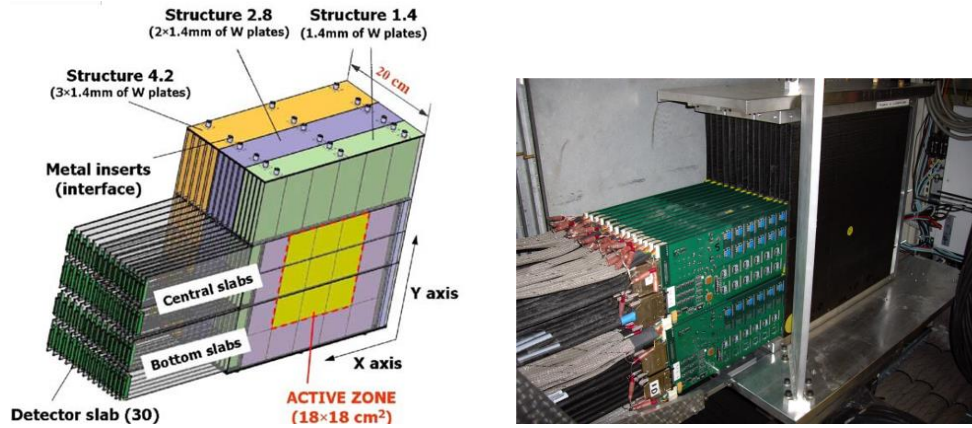


Figura 3.1: Esquema de la estructura del prototipo Si-W-ECAL (izquierda) y fotografía del prototipo una vez terminado (derecha).

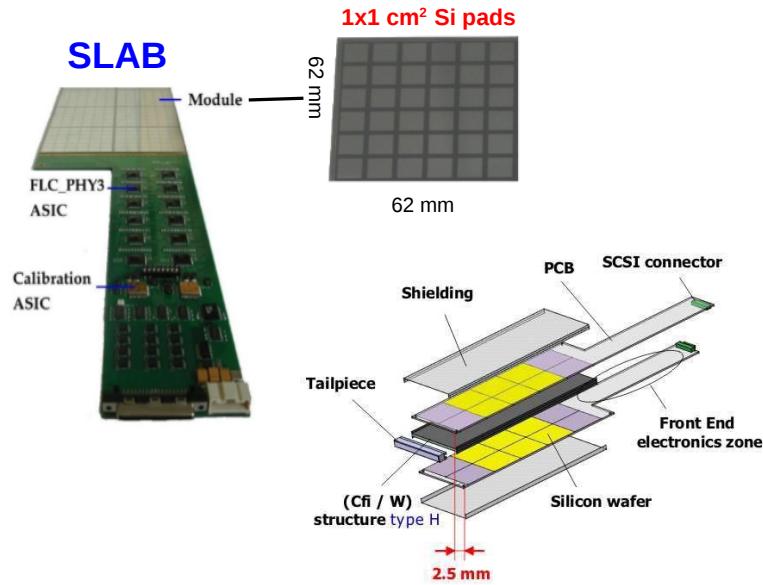


Figura 3.2: Fotografía de un *slab* completamente equipado (izquierda), esquema de su estructura interna (inferior) y vista de 6×6 píxeles de silicio (superior).

Los píxeles de silicio están formados por diodos PIN, estructura conseguida con una implantación iónica, de modo que cuando una partícula atraviesa ese volumen de silicio se generan pares ion-hueco. Los píxeles de silicio se ubican sobre una PCB (Printed Circuit Board) de 2.1 mm de espesor.

Los 30 planos detectores se agrupan en bloques o *slabs* de dos planos. En la parte inferior de la figura 3.2 se observa que cada *slab* está formado por 2 capas de material activo pegadas a las dos caras de una estructura de tungsteno. Como puede verse en la figura 3.1 (izquierda), los *slabs* centrales alojan 6 obleas de silicio mientras que los *slabs* inferiores hacen lo propio con 3 de ellas.

Para reducir las zonas muertas las dos capas de material activo del *slab* se desplazan entre sí una distancia de 2.5 mm en la dirección X y, además, cada *slab* se desplaza 1.3 mm en la dirección X respecto al anterior.

Calorímetro electromagnético de centelleador y tungsteno (Sc-W-ECAL)

Esta tecnología[51] fue propuesta para conseguir una estructura robusta altamente segmentada y costes fácilmente asumibles. El prototipo está formado por planos de un material absorbente, formado por un 88 % de tungsteno, 12 % de cobalto y un 0.5 % de carbono, con un radio de Mollière de 10 mm . Entre ellos se intercalan los planos que actúan como material activo, que

están constituidos por 18×4 tiras de plástico centelleador de $4.5 \times 1 \text{ cm}^2$ de superficie y 3 mm de espesor.

Cada tira centelleadora está herméticamente cubierta por una película de un material reflectante para que la recolección de la luz de centelleo sea más eficiente y uniforme. Una partícula cargada que atraviesa el plástico de centelleo, deposita parte de su energía produciéndose una señal de fotones en el rango del ultravioleta (UV) y son recolectados por una fibra óptica WLS (WaveLength Shift (figura 3.3 izquierda)) que cambia la longitud de onda de los fotones generados al rango de longitud de onda en el que los fotodetectores usados tienen una mejor eficiencia y, al mismo tiempo, conduce la señal de fotones al fotodetector.

La fibra óptica WLS está hecha de dos materiales centelleadores diferentes, siendo el material secundario el encargado de realizar el desplazamiento de su longitud de onda. La fibra óptica se encuentra embebida en una ranura recta y se conecta a un fotosensor semiconductor multipixelado de $4.2 \times 3.2 \text{ mm}^2$ de superficie con una matriz de 1600 fotodiodos de avalancha (APD) conocido como MPPC (MultiPixel Photon Counter figura 3.3 (derecha)) que operan en modo Geiger y se ubican al final de cada tira.

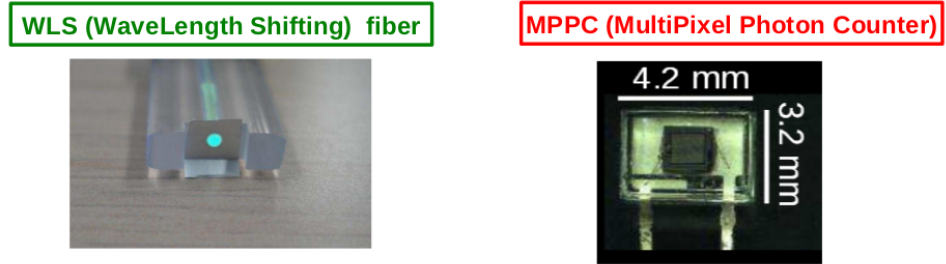


Figura 3.3: Imagen del extremo de una tira centelleadora en la que se encuentra embebida la fibra óptica WLS (izquierda) y de una MPPC (derecha).

La dirección en la colocación de las tiras centelleadoras se alternan ortogonalmente entre dos planos contiguos distinguiendo entre los planos de “dirección X” y los de “dirección Y” (ver figura 3.4 (izquierda)). Esto proporciona una segmentación equivalente a $1 \times 1 \text{ cm}^2$ pero con un número de canales significativamente inferior respecto a la opción de SI-W-ECAL. Sin embargo, esta estructura presenta el inconveniente de una mayor dificultad en la reconstrucción de las cascadas electromagnéticas.

Las dimensiones transversales de este prototipo son de $18 \times 18 \text{ cm}^2$ con una profundidad de 26 cm compuesta por 30 planos de detección ($\sim 21.3 X_0$) y un total de 2160 canales de lectura. A la derecha de la figura 3.4 se muestra el prototipo siendo probado durante una campaña de tests. Los cables planos de color dorado se encargan de la lectura de los MPPCs.

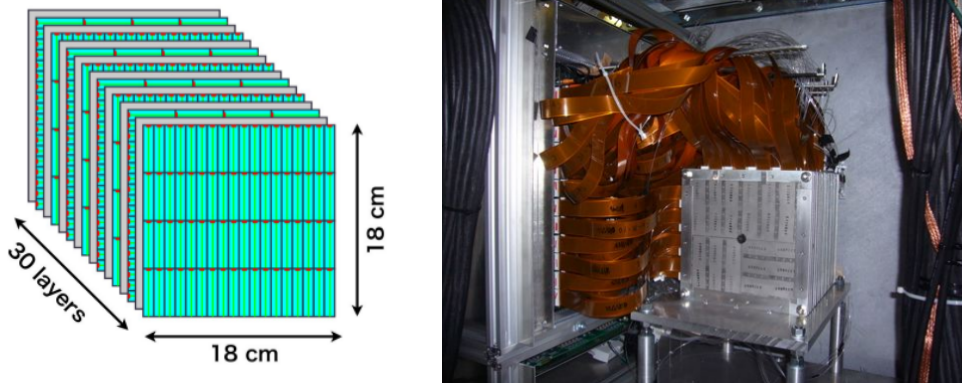


Figura 3.4: Esquema de la distribución de los planos detectores (izquierda) y una imagen del prototipo ScWECAL durante una campaña de tests (derecha).

3.3.2. Calorímetros hadrónicos

El PFA requiere que los calorímetros hadrónicos sean capaces de separar las deposiciones de energía de las partículas cargadas y neutras que forman parte de un mismo *jet*. Para conseguir minimizar el rango de confusión y mejorar la separación entre cascadas de diferentes partículas se requiere una alta segmentación transversal y longitudinal en un diseño con el menor número posible de regiones muertas. Esta alta granularidad permite, además, la creación de variables de tipo topológico con las que se pueden agrupar las señales que se registran, consiguiendo mejorar la resolución en energía de las cascadas hadrónicas.

El calorímetro hadrónico se concibió inicialmente como un calorímetro de muestreo con acero inoxidable como medio absorbente. Como el calorímetro final debe estar localizado en una bobina magnética, el material absorbente debe ser no magnético. El acero inoxidable ha sido elegido como el material idóneo tanto desde el punto de vista de calorimetría como mecánico. Por otro lado, en contraste con materiales más pesados, el acero tiene una longitud de interacción de 17 cm y una longitud de radiación de 1.8 cm proporcionando un ratio λ_I/X_0 moderado. Este hecho permite tener planos de absorbente con espesores finos en términos de X_0 , minimizando el número de planos necesarios para constituir el medio absorbente del calorímetro y poder realizar una mejor medida de la parte electromagnética de la cascada hadrónica.

Más recientemente se ha considerado también el uso de tungsteno para el caso de un calorímetro hadrónico en los experimentos de CLIC. En las condiciones de CLIC, operando a varios TeV , se necesita un calorímetro con suficientes longitudes de interacción para poder absorber cascadas muy energéticas, pero al mismo tiempo el calorímetro ha de ser compacto para

poder situarlo en el interior de un imán. En este caso, el uso de un material denso como es el tungsteno puede ser lo más adecuado.

Para el caso del calorímetro hadronico se consideran dos posibles opciones como medio activo: plásticos centelleadores con una lectura analógica y detectores gaseosos con lectura digital o semidigital.

Calorímetro hadrónico con lectura analógica (AHCAL)

Este calorímetro[52, 53, 54] está formado por planos de acero de unos 21 *mm* de espesor como material absorbente y planos con losetas de plástico centelleador como medio activo. En este prototipo se ha utilizado acero en lugar de acero inoxidable para abaratar costes dado que no estaba pensado el desarrollo de pruebas dentro de un imán. Una fibra óptica WLS se inserta en una ranura circular en la loseta y se conecta a un fotomultiplicador de silicio (SiPM) como se observa a la izquierda de la figura 3.5, donde se muestran dos losetas centelleadoras de diferente tamaño con sus respectivas fibras WLS y los dispositivos SiPM.

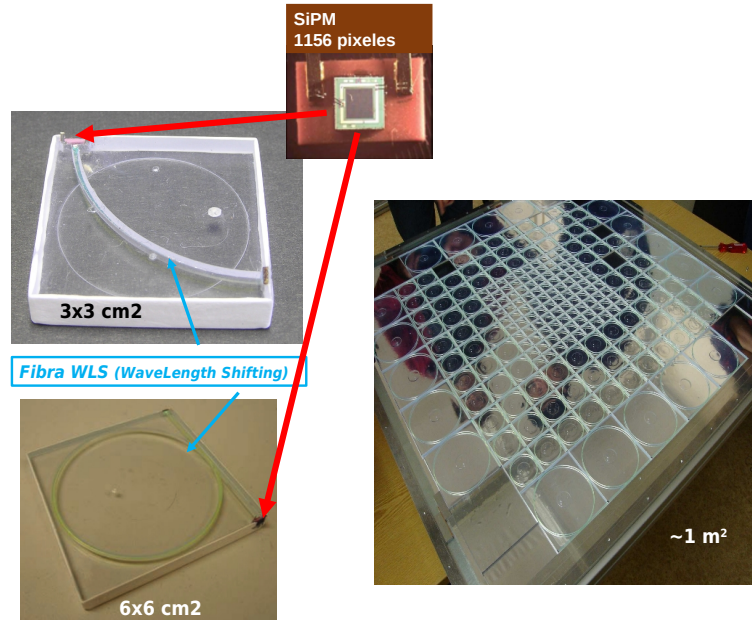


Figura 3.5: Losetas centelleadoras de diferente tamaño con una fibra WLS insertada en ranuras circulares (parte izquierda) conectadas a un SiPM (parte superior). En la parte derecha se muestra un plano de detección con losetas de tres tamaños.

Se construyó un prototipo compuesto por 38 planos de detección de 1 *m*² de superficie cada uno. Estos planos de detección son intercalados entre planos de 17 *mm* de espesor de acero, también de 1×1 *m*² de superficie.

Los planos de detección están formados por losetas de plástico centelleador, de 5 mm de espesor, ubicadas en una *cassette* hecha con planos de acero inoxidable de 2 mm de espesor, que actúan también como medio absorbente. Los 30 primeros planos, región del prototipo donde se registra el 75 % de la cascada hadrónica, fueron equipados con losetas centelleadoras de tres tamaños diferentes en función de la zona a cubrir. En la parte central se utilizaron losetas de $3 \times 3 \text{ cm}^2$ de superficie y una matriz con un total de 10×10 losetas. En la intermedia se utilizaron 4×24 losetas de $6 \times 6 \text{ cm}^2$ de superficie y en la parte más externa de este módulo del prototipo fueron necesarias 4×5 losetas de $12 \times 12 \text{ cm}^2$. En los últimos 8 planos se redujo la granularidad central a $6 \times 6 \text{ cm}^2$ para reducir los costes. Esta configuración proporciona un total de 7608 canales de lectura. En la parte derecha de la figura 3.5 se observa la fotografía de uno de los planos de detección del prototipo AHCAL con los tres tamaños de losetas centelleadoras.

Calorímetro hadrónico con lectura (semi)digital ((S)DHCAL)

Este calorímetro utiliza como medio activo detectores de tipo gaseoso. La opción principal que se considera son cámaras de planos resistivos de vidrio (GRPC-*Glass Resistive Plate Chambers*) operando en modo avalancha, pero también se está trabajando en otras dos tecnologías como alternativas: Micromegas (*Micro-MEsh Gaseous*) y GEM (*Gas Electron Multiplier*). La utilización de GRPCs representa una opción robusta que permite la construcción de planos suficientemente grandes de una forma relativamente fácil y barata. En todas las tecnologías se utiliza una lectura digital o semi-digital (con tres umbrales de discriminación). Esto requiere de una granularidad mucho mayor que la usada en el AHCAL y la lectura de la señal se realiza por medio de pads de $1 \times 1 \text{ cm}^2$, lo que supodría unos 50 millones de canales de lectura para un experimento real.

Se han construido dos prototipos usando GRPCs como medio activo. El primero de ellos, el DHCAL[55], fue el primer prototipo de calorímetro hadrónico construido a gran escala con una lectura digital y con la electrónica embebida en el propio detector y está compuesto por: una parte principal con 38 planos de detección intercalados entre planos de acero de 17.5 mm de espesor como material absorbente y una segunda parte, que se conoce como *Tail Catcher and Muon Tracker* (TCMT), que está formada por 14 planos de los que 8 de ellos se intercalan entre planos de acero de 2.54 cm de espesor seguido por los 6 planos restantes entre planos de acero de 10 cm de espesor. En la figura 3.6 se muestran las fotografías de la estructura principal del prototipo de DHCAL (izquierda) y del TCMT (derecha).

Cada plano detector tienen una superficie de $\sim 1 \text{ m}^2$ y está formado por 3 GRPCs con un área de $32 \times 98 \text{ cm}^2$. Las GRPCs se leen con pads de cobre de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ logrando una granularidad de 96×96 pads por cada plano. Además, los detectores se introducen en una *cassette* de 4 mm de espesor formada

por dos planos, uno de cobre y otro de acero.

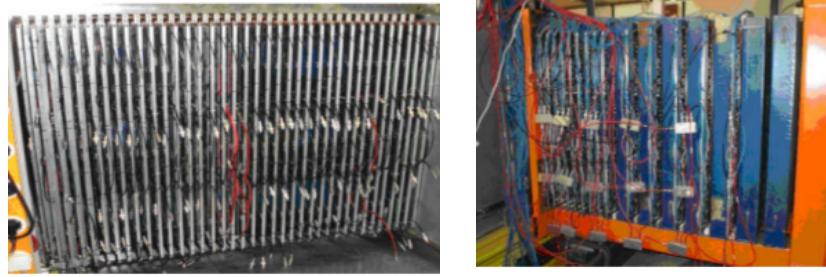


Figura 3.6: Fotografías de la estructura principal del prototipo de DHCAL construido (izquierda) y del TCMC (derecha).

El segundo prototipo, el SDHCAL, desarrollado en paralelo por diferentes grupos de la colaboración, constituye el primer prototipo *tecnológico* desarrollado en CALICE. Con este prototipo se pretendía demostrar, no solo que la tecnología era adecuada desde el punto de vista de las prestaciones, sino que también se prestó atención a los requisitos específicos tanto de la electrónica como del diseño mecánico necesarios para un calorímetro real: se prestó especial cuidado a la minimización de espacios muertos, cada plano contiene una única GRPC, el absorbente no es un conjunto de planos apilados sino una verdadera estructura compacta con dimensiones extremadamente precisas, la electrónica de lectura está embebida en los planos del detector y puede operar en modo pulsado, etc. En este prototipo la lectura se realiza en modo semidigital con el uso de 3 umbrales de discriminación.

El objetivo de esta tesis es, precisamente, la construcción y pruebas del prototipo SDHCAL, por lo que aquí no se va a entrar en demasiados detalles, puesto que estos se describen ampliamente en capítulos posteriores. El prototipo SDHCAL tiene una dimensión de $\sim 1\text{ m}^3$ y está formado por 50 detectores gaseosos de 1 m^2 de superficie insertados entre 51 planos de acero inoxidable de 16 mm de grosor y leído por pads de cobre de $1\times 1\text{ cm}^2$. Cada detector junto con su electrónica se aloja en el interior de una carcasa con paredes de acero inoxidable de 2.5 mm que proporciona protección y rigidez al sistema. El prototipo SDHCAL cuenta con más de 1 m de profundidad ($\sim 6\lambda_I$) y cerca de 500000 canales de lectura.

Capítulo 4

Construcción de un prototipo de calorímetro hadrónico con lectura semidigital

RESUMEN: En este capítulo se describe la construcción de un prototipo de calorímetro hadrónico con lectura semidigital desarrollado por el grupo SDHCAL de CALICE. En primer lugar se realiza una descripción detallada de los detectores que constituyen el medio activo, continuando con el proceso de construcción de la estructura mecánica, que cumplirá con la función de absorbente. Finalmente, se concluye con la instalación y equipamiento de los detectores en el interior del prototipo.

4.1. Introducción

Como se menciona en la parte de introducción de esta memoria, los calorímetros que se desarrollan en la colaboración CALICE contarán con una alta granularidad y segmentación para hacer uso del algoritmo de *Particle Flow (PFA)*. Este hecho supone todo un reto tanto desde un punto de vista tecnológico como de diseño, ya que implica un gran número de canales de lectura. Para conseguir esta granularidad, la electrónica de lectura se integrará dentro de los planos detectores, lográndose de este modo una estructura más compacta.

De entre todas las tecnologías que se están desarrollando en CALICE, el grupo SDHCAL se encarga del desarrollo de un calorímetro hadrónico con lectura semidigital. Esta propuesta consiste en un calorímetro formado por planos de acero inoxidable actuando como material absorbente entre los que se intercalan detectores gaseosos como medio activo que se leen por medio

de *pads* de cobre de $1 \times 1 \text{ cm}^2$. El espesor total del material absorbente entre dos detectores es de 2 cm .

La tecnología SDHCAL utiliza una lectura semidigital. A diferencia de la lectura analógica, con una lectura digital no se registra la energía depositada por el paso de una partícula cargada, sino que se establece un umbral de discriminación, de tal modo que se cuentan el número de *pads* en los que se produzca una señal mayor que la establecida por el umbral, identificándose cuales han sido esos *pads*. La lectura digital simplifica la electrónica, reduciendo sus costes y simplificando los requisitos de uniformidad del medio activo. Sin embargo, a altas energías se observan efectos de saturación debido a que el núcleo de las cascadas hadrónicas es muy denso. Estableciendo tres umbrales, codificados por medio de dos *bits* de lectura, se reducen estos efectos de saturación consiguiendo mejorar la resolución en energía del calorímetro. El uso de tres umbrales es a lo que se le llama lectura semidigital.

A lo largo de estos últimos años, la colaboración ha desarrollado un extenso programa de I+D hasta llegar a diseñar y construir un primer prototipo de SDHCAL.

En primer lugar se desarrolló el medio activo, que está formado por detectores gaseosos GRPCs (*Glass Resistive Plate Chambers*). Se construyeron varios prototipos de GRPCs de diferentes tamaños y se desarrollaron varias versiones de la electrónica de lectura. Estos prototipos, equipados con la versión de la electrónica disponible en cada momento, fueron probados con rayos cósmicos y con haces de partículas. En el capítulo 5 de esta memoria se presentan los resultados obtenidos con GRPCs de 1 m^2 durante las campañas de pruebas en los años 2010 y 2011.

Con el propósito de validar la tecnología SDHCAL, en 2011 se construyó un prototipo de calorímetro de 1 m^3 formado por detectores gaseosos de 1 m^2 de superficie insertados entre 51 planos de acero inoxidable de 16 mm de grosor. Se utilizaron 48 GRPCs. La lectura se realiza a través de *pads* de cobre de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ ubicados en una de las caras de un circuito impreso que contiene los chips de lectura por el otro lado. Cada detector junto con su electrónica se aloja en el interior de una carcasa con paredes de acero inoxidable de 2.5 mm que proporciona protección y rigidez al sistema. El prototipo SDHCAL cuenta con cerca de 500000 canales de lectura.

En este capítulo se muestran las características principales del prototipo SDHCAL. En primer lugar se describe la estructura y la electrónica de lectura de las GRPCs, así como el proceso seguido para lograr los detectores de 1 m^2 que se utilizan en el prototipo. Finalmente, se explican los detalles de la construcción de la estructura mecánica del prototipo, íntegramente desarrollada en el CIEMAT.

4.2. Descripción del medio activo del prototipo

El principal objetivo del grupo SDHCAL de CALICE en los años precedentes ha sido comprobar que la tecnología de las GRPCs es adecuada como medio activo de un calorímetro hadrónico semidigital, tanto desde el punto de vista de prestaciones como de su implementación tecnológica.

Las GRPCs son un tipo de detectores gaseosos de planos resistivos y se caracterizan por tener una buena resolución temporal y trabajar con eficiencias superiores al 90 %. Estos detectores resultan ser relativamente simples, baratos y robustos, por lo que constituyen un candidato excelente para formar el medio activo de un calorímetro. Por otro lado, son detectores lo suficientemente delgados como para permitir un diseño compacto. Durante los últimos años el grupo SDHCAL de la colaboración CALICE ha llevado a cabo el desarrollo y estudio de diversos prototipos de GRPCs con diferentes tamaños, diseños, materiales, etc.

4.2.1. Estructura de una GRPC

Una GRPC está compuesta por dos planos paralelos que delimitan un volumen donde se encierra la mezcla de gas. Estos planos están fabricados con vidrio y en su parte externa (la que no está en contacto con el gas) están recubiertos con una delgada capa resistiva que se conecta a alta tensión actuando como electrodos. En la figura 4.1 se muestran, en un corte transversal, los elementos y la electrónica de una cámara GRPC del SDHCAL.

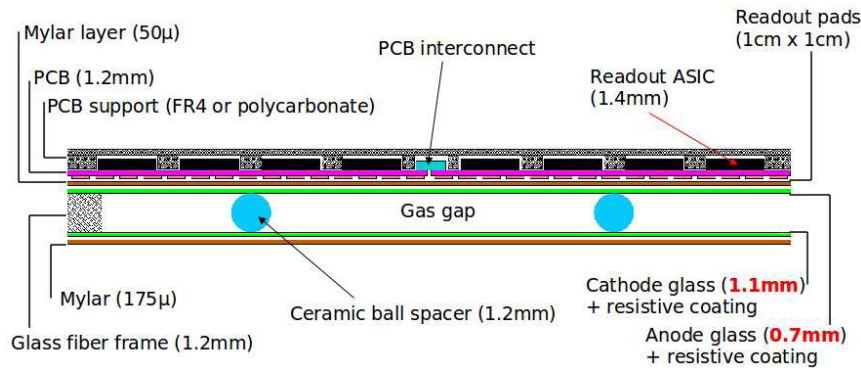


Figura 4.1: Esquema del corte transversal de una GRPC y de su electrónica.

El ánodo es el plano más delgado (0.7 mm de espesor) para reducir la multiplicidad y el cátodo es el más grueso (1.1 mm). Se encuentran separados por unos espaciadores cerámicos de 1.2 mm de espesor conformando un recinto cerrado, por medio de un marco de fibra de vidrio, en el que se introduce la mezcla de gas.

Los espaciadores cerámicos se pegan al plano de vidrio que actúa como

cátodo con un tipo de adhesivo específico (Araldite Epoxy). Para una GRPC de 1 m^2 se utilizan dos tipos de espaciadores que se distribuyen entre 85 posiciones como se muestra en la figura 4.2 (superior izquierda) donde la mayoría de los espaciadores (puntos de color blanco) son bolas cerámicas de 1.2 mm de diámetro, mientras que en 13 posiciones se ubican espaciadores cilíndricos, también cerámicos, de 7 mm de diámetro y 1.2 mm de longitud (color rojo). Este segundo tipo de espaciadores poseen una mayor superficie de contacto respecto a las bolas cerámicas proporcionando una mayor robustez a las GRPCs. Para optimizar esta distribución, se realizaron diversas simulaciones numéricas en las que se tuvieron en cuenta la fuerza de la gravedad ejercida sobre el ánodo en posición horizontal y la fuerza eléctrica debida a la aplicación de una diferencia de potencial entre los planos. En la figura 4.2 (superior derecha) se muestra un ejemplo de estas simulaciones donde los espaciadores esféricos se encuentran separados una distancia de 100 mm y producen una deformación máxima de $44\text{ }\mu\text{m}$ sobre el ánodo. Esto equivale a tener una tensión de entre 7.2 kV y 7.4 kV . Esta variación es aceptable, ya que se mantendrá en el rango del régimen de avalancha saturada en aquellas zonas de deformación máxima.

Sobre el marco de fibra de vidrio también se aplica el adhesivo *epoxy* para fijarlo sobre el cátodo. Además, para que las GRPCs sean más robustas, tengan un buen sellado y evitar posibles escapes del gas, se aplica un recubrimiento de silicona alrededor del perímetro de la misma. En la figura 4.2 (inferior) se muestra un esquema de los diferentes puntos de unión y aplicación de los adhesivos utilizados.

Los planos de vidrio tienen una alta resistividad de $10^{12} - 10^{13}\text{ }\Omega\text{m}$ para impedir que la carga se propague más allá de la zona donde se produce la descarga. De esta forma, se reduce la probabilidad de producir chispas o descargas sostenidas causadas por el alto voltaje aplicado, reduciéndose momentáneamente el voltaje en la zona donde ha tenido lugar la descarga.

La cara externa de los planos de vidrio se recubre con un material de menor resistividad que, conectado a una fuente de alimentación, sirve para la distribución del voltaje a lo largo del electrodo. La colaboración realizó estudios con diferentes materiales y métodos de recubrimiento[56], tras los que se optó por el uso de un tipo de grafito coloidal formado por una mezcla de dos componentes y aplicado mediante serografía, ya que esto garantizaba una correcta homogeneización de la pintura en toda la superficie de los electrodos. Los valores de resistividad superficial que se obtuvieron fueron de $1\text{-}2\text{M}\Omega/\square$. La carga producida se lee en *pads* de cobre con una superficie cada uno de $1\times 1\text{ cm}^2$, situados sobre el ánodo y separados del mismo por una capa de Mylar de $150\text{ }\mu\text{m}$. Estos *pads* se ubican en una de las caras de un circuito impreso, que se describe en la sección 4.2.2, a través del que se conectan a la electrónica de lectura, que se ubica en la cara contraria de este circuito integrándose en el detector y proporcionando un diseño compacto.

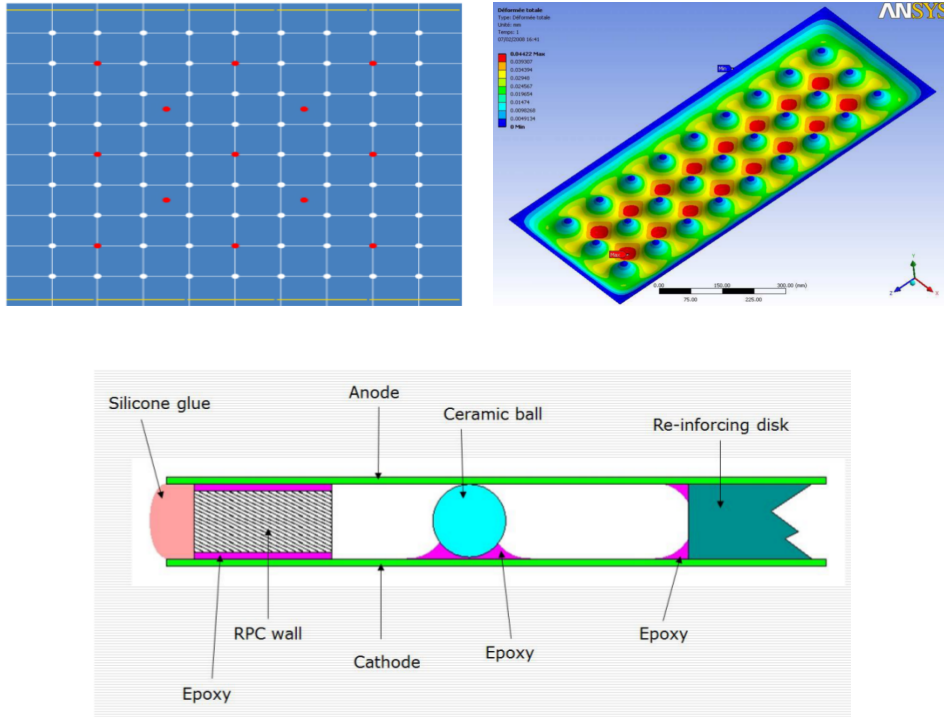


Figura 4.2: Distribución de los espaciadores de cerámica utilizados para crear el recinto donde se encierra la mezcla de gas en la GRPC (superior izquierda), ejemplo de una simulación realizada con un programa de elementos finitos de la deformación que se produce sobre el ánodo debido a una separación de 100 *mm* entre espaciadores esféricos (superior derecha) y esquema de puntos de unión y adhesivos utilizados en el interior de la GRPC (inferior).

Las GRPCs usualmente operan en modo avalancha, pero pueden hacerlo también en modo *streamer* como se ha descrito en la sección 1.8.1. El modo de operación viene determinado por el voltaje y la mezcla de gas utilizada. El voltaje aplicado está dentro del rango entre ~ 6.8 y 7.5 kV, dependiendo del gas, que es una mezcla formada por un 93 % de tetrafluoroetano (TFE o $C_2H_2F_4$), de un 5 % de isobutano (C_4H_{10}) o CO_2 y un 2 % de hexafluoruro de azufre (SF_6). El TFE es el gas principal mientras que el isobutano o CO_2 y el SF_6 actúan, respectivamente, como *quencher*s de fotones y de electrones.

El SF_6 permite reducir la multiplicidad (número de *pads* que recogen señal al paso de una partícula) pero puede disminuir la eficiencia de detección. Diferentes estudios realizados por la colaboración han mostrado que usar una proporción de en torno a un 2 % de SF_6 proporciona un buen compromiso entre eficiencia y multiplicidad[57].

4.2.2. Electrónica de lectura.

HARDROC (HAdronic ReadOut Chip)

El elemento básico de la electrónica de lectura es un chip electrónico ASIC (*Application-Specific Integrated Circuit*), llamado HARDROC[58], y se encarga de la lectura de las señales detectadas por las GRPCs. Se han desarrollado dos versiones de este chip electrónico, que tiene dos o tres umbrales de discriminación, según la versión utilizada, con los que se realiza una lectura semidigital. La electrónica de un HARDROC está formada por 64 canales de lectura compuestos cada uno de ellos por:

- Un preamplificador rápido, basado en una baja impedancia, con una ganancia variable codificado en 8 bits por canal.
- Un formador de onda lento y variable (50-150 *ns*) y un circuito de muestreo con el fin de proporcionar una salida analógica multiplexada de hasta 10 *pC*.
- Tres formadores de pulso rápido y de ganancia variable seguidos de 3 discriminadores de pequeño desplazamiento que disparan automáticamente para valores desde 10 *fC* hasta 10 *pC*.
- Una memoria digital con la que se pueden almacenar 128 señales con capacidad de identificación de cruces de haces.

Los ASICs se alojan sobre una PCB (*Printed Circuit Board*), en la cara opuesta a donde se encuentran los pads de lectura. Cada ASIC se encarga de la lectura de una matriz de 8×8 *pads*. Esta PCB, además de servir como soporte físico a los ASICs, permite hacerles llegar el voltaje necesario para su funcionamiento y las líneas de comunicación del sistema de adquisición de datos. Durante los últimos años se han desarrollado PCBs de varias dimensiones para la construcción final de una GRPC de 1 m^2 como se verá en la sección 4.2.3.

Power-Pulsing

El ILC funcionará en ciclos (en periodos 200 *ms* en los que las colisiones ocurrirán únicamente en 0.85 *ms*) y la electrónica de lectura se encenderá y apagará en coincidencia con los haces de partículas. Este sistema de funcionamiento es conocido como *power-pulsing* y se usa para reducir el consumo (en un factor 100) y la emisión de calor de la electrónica, y evita tener que integrar un circuito de refrigeración en el interior del calorímetro.

Este sistema permite el encendido y apagado de los voltajes de alimentación siguiendo los ciclos, lo que supone que solo estén encendidos un 0.5 % del tiempo reduciendo el consumo eléctrico a menos de 10 μW por

canal. Tras el encendido de la electrónica se necesita un tiempo de latencia de $25 \mu s$ para la estabilización de los distintos discriminadores de la señal.

El modo de operación *power-pulsing* ha sido probado en varios tests para varias GRPCs, obteniéndose eficiencias de detección muy similares con y sin el modo *power-pulsing* activo como se puede ver en la figura 4.3.

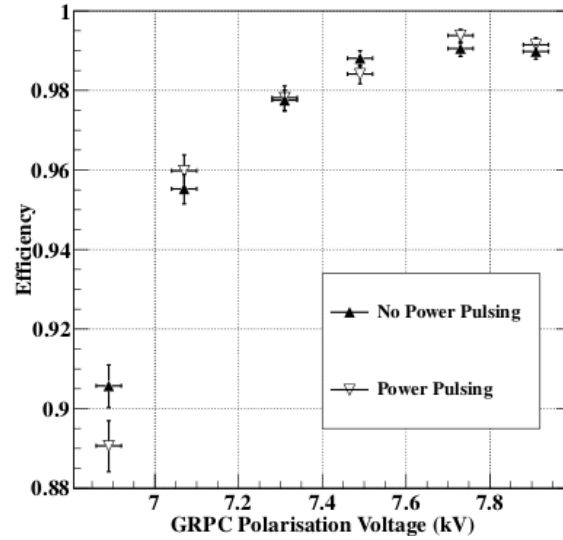


Figura 4.3: Eficiencia de detección de una GRPC en un barrido de alta tensión con y sin *power-pulsing*[59].

DIF (*Detector InterFace*)

La DIF es la tarjeta con la que se lleva a cabo la comunicación entre los ASICs de las GRPCs y el sistema de adquisición de datos o DAQ. Estas tarjetas están diseñadas para trabajar con más de 100 ASICs y se encuentran en un extremo del detector para una mayor flexibilidad y accesibilidad. La DIF contiene una FPGA (*Field Programmable Gate Arrays*) a la que se conectan todas las componentes de la electrónica de lectura. Este dispositivo se encarga de procesar todas las funciones de una DIF, que consisten en:

- Establecer la comunicación con el DAQ. El DAQ transmite los datos de configuración a los ASICs a través de la DIF.
- Poner en marcha la adquisición de datos de los ASICs, llevar a cabo la lectura de los mismos y transmitirlo al DAQ.
- Controlar el *power pulsing* de los ASICs.
- Establecer comunicación con otros DIFs.

La DIF tiene dos conexiones en paralelo al DAQ: una mediante conectores de tipo HDMI que se encargan de transferir los parámetros de configuración del DAQ a los ASICs de las GRPCs, y una segunda mediante puertos USB, con los que se realiza la lectura de los datos. Además, las conexiones de tipo HDMI permiten al DAQ, como se verá más adelante, que la interconexión y sincronización de un gran número de DIFs de forma simultánea sea más sencilla.

La FPGA también dispone de dos conexiones para realizar la comunicación entre DIFs, además de un sistema que permite medir la temperatura y el consumo de corriente de los ASICs. En la figura 4.4 se muestra un diagrama con todos los componentes de una DIF.

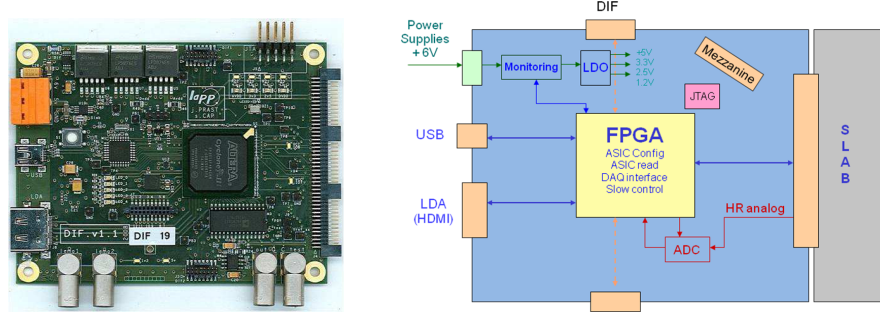


Figura 4.4: Vista de una DIF con sus componentes electrónicos de un DIF (izquierda) y el esquema de su estructura (derecha).

4.2.3. Desarrollo de las GRPCs

Durante los últimos años se han diseñado y construido GRPCs de diversos tamaños. Una parte importante de este trabajo ha sido el desarrollo de la electrónica asociada. Se desarrollaron PCBs de varias dimensiones que hacían uso de la versión de los chips de lectura disponibles en cada momento. Las primeras PCBs tenían dimensiones de $8 \times 32 \text{ cm}^2$ con capacidad de insertar 4 ASICs y la lectura de 256 *pads*. En la figura 4.5 se muestran las dos caras de una PCB de $8 \times 32 \text{ cm}^2$. En la parte superior puede verse la cara inferior de la PCB donde se sitúan los pads de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ que estarán en contacto con el detector. La parte inferior muestra la cara externa de la PCB donde pueden verse los 4 ASICs y a la derecha una versión antigua del control de los mismos antes de desarrollarse las tarjetas DIFs.

Con estas PCBs se instrumentaron las primeras GRPCs de $33.55 \times 8.35 \text{ cm}^2$ probadas con radiación cósmica y con las que se construyó un *miniprototipo* de SDHCAL que fue expuesto a haces de partículas durante varias campañas de pruebas en el PS y en el SPS del CERN entre 2008 y 2010. En la figura 4.6 se muestra la disposición del conjunto de GRPCs expuestas a haces de piones en mayo de 2010 (izquierda). En el espacio existente entre

ellas se intercalaron bloques de acero inoxidable para forzar la producción de cascadas (derecha). Debido al pequeño tamaño del *miniprototipo* no se pudo realizar ningún estudio real acerca de las prestaciones de la medida de cascadas hadrónicas, sin embargo, sirvió para validar el concepto de lectura semidigital, se realizaron estudios de nivel de ruido, de eficiencias, multiplicidad y homogeneidad de detección, cuyos resultados mostraron que las GRPCs constituían una opción adecuada para ser usadas como medio activo de un calorímetro[60].

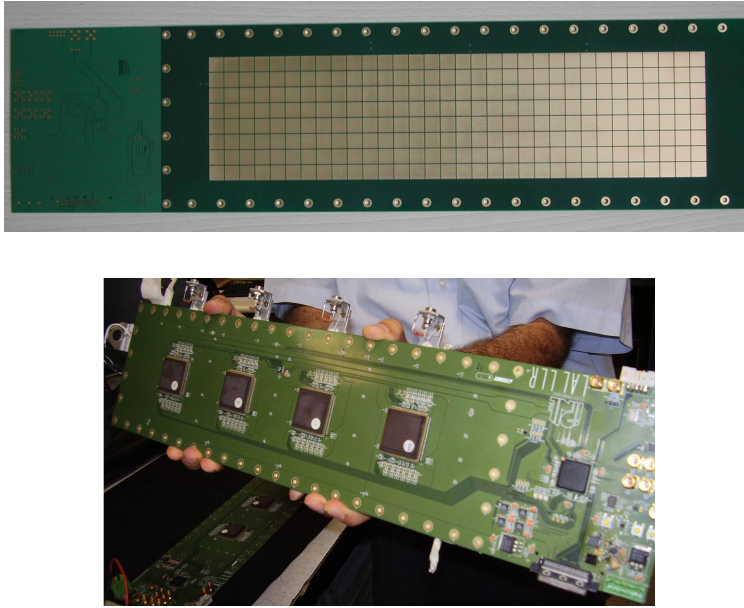


Figura 4.5: Muestra de una PCB vista por la cara donde se encuentran los pads (superior) y por la cara donde se encuentran los ASICs (inferior).

El siguiente paso fue el desarrollo de una GRPC de $1m^2$ completamente equipada. Una de las principales dificultades fue garantizar un buen contacto de los *pads* con las GRPCs. Cuando se intentan construir PCBs de gran superficie se empieza a tener problemas con las deformaciones que se producen, ya que al ser tan delgadas su rigidez no es suficiente para una superficie tan grande. La PCB tiene que ser muy plana para garantizar el buen contacto de los pads con la GRPC y evitar inhomogeneidades en la respuesta de diferentes pads.

Después de realizarse distintas pruebas se optó por la solución de construir PCBs más pequeñas que luego serían ensambladas juntas para formar un plano de $1m^2$. La opción de usar varias PCBs añade, sin embargo, el problema del modo de interconexión entre ellas. Estas conexiones tienen que ser robustas tanto mecánica como electrónicamente. Teniendo todo esto en cuenta se decidió que el diseño óptimo sería utilizar 6 PCBs de $33 \times 50\text{ cm}^2$,

cada una de ellas con 24 ASICs. Estas 6 PCBs se agrupan en tres pares conectándose entre sí las dos PCBs de cada par y cada uno de los pares a una DIF, como se puede ver en la figura 4.7. Para favorecer las conexiones, las 6 PCBs fueron fijadas a un soporte mecánico formado por un plano de acero inoxidable mecanizado para tal fin. Más adelante se explica que para los prototipos finales de GRPCs se desarrolló una estructura mecánica de acero inoxidable, conocida como *cassette*, que garantiza el espacio necesario donde alojar a los detectores para su protección y la buena conexión entre PCBs.

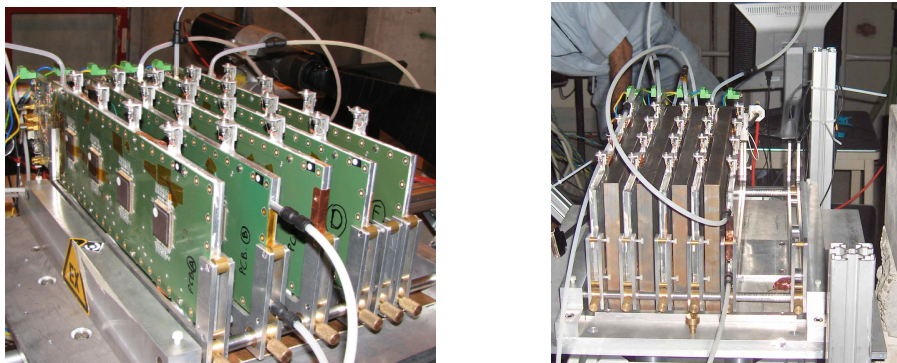


Figura 4.6: Disposición experimental de las pruebas realizadas con cinco mini GRPCs (izquierda) e intercalando bloques de acero inoxidable entre ellas para realizar pruebas sobre un *miniprototipo* de SDHCAL (derecha) durante una de las campañas realizadas en el CERN.

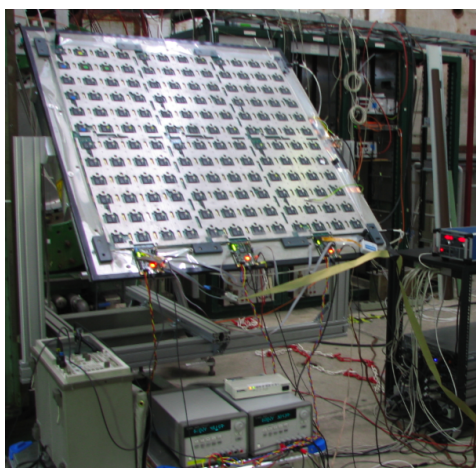


Figura 4.7: GRPC de $1m^2$ completamente equipada con su electrónica de lectura expuesta a haces de piones en el SPS en el CERN.

Estructura mecánica de las GRPCs: las *cassettes*

En tests posteriores y de cara a su integración en el futuro prototipo, se decidió alojar la GRPC junto con su electrónica de lectura en una carcasa especial de acero inoxidable, el mismo material que se usará como absorbente en el prototipo. Esta carcasa conocida como *cassette* tiene la función de proteger la cámara y mejorar el contacto de la electrónica con el ánodo del detector[61, 62]. En las imágenes de la figura 4.8 se muestra una *cassette* (izquierda) y los elementos que la componen (derecha) de forma esquemática. Una *cassette* está formada por dos planos de 2.5 mm de espesor de acero inoxidable separados por espaciadores del mismo material de 6 mm de ancho con una precisión tal que no se deja espacio libre entre uno de los planos de la *cassette* y la electrónica.

Los huecos entre ASICs, que sobresalen del plano de la PCB, se cubren por medio de un espaciador de policarbonato donde se han mecanizado agujeros en la posiciones de los ASICs, como puede verse en la parte superior del corte transversal de la GRPC de la figura 4.1, para asegurar la homogeneidad, de tal modo que la cantidad de material que atraviese una partícula no dependa de la posición en el detector. El otro plano está separado de la GRPC por 2 mm de material aislante para evitar contactos eléctricos que den lugar a la producción de chispas. El espesor total de la *cassette* es de 11 mm de los que menos de 6 mm son del detector y su electrónica. Además uno de los planos de la *cassette* es unos 20 cm más largo, lo que permite fijar tanto a tres DIFs como los tubos del gas, las conexiones de la alta y baja tensión y los cables de señal (HDMI y USB). En la figura 4.9 puede verse una de estas *cassettes* vacías y otra conteniendo una GRPC equipada con su electrónica expuesta a haces de piones en el SPS del CERN en septiembre de 2010.

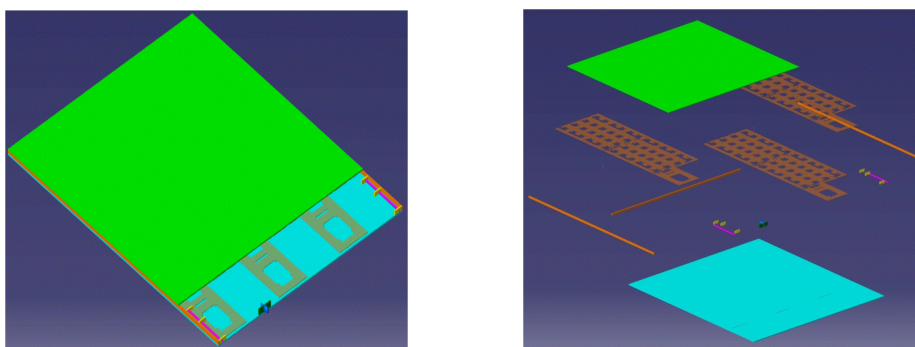


Figura 4.8: Esquema de una *cassette* (izquierda) y de los elementos que la componen (derecha).



Figura 4.9: Una *cassette* vacía (izquierda) y un detector de 1 m^2 completamente equipado y expuesto a haces de piones en el SPS en el CERN en septiembre de 2010 (derecha).

La distribución de gas en una GRPC

La distribución de gas es un elemento esencial para el buen funcionamiento de una GRPC. La circulación y renovación del gas en una GRPC es importante porque sus características tienen que ser homogéneas en todo el volumen de detección. Por ello, es fundamental que la distribución del gas y su flujo interno sean los adecuados.

El gas se introduce en la GRPC a través de una línea de entrada situada a 20 mm de uno de los bordes de la cámara y se extrae por una línea similar en el borde opuesto, tal y como se muestra en la figura 4.10. Ambas líneas se encuentran separadas del resto de la cámara por un tubo de 1.2 mm de diámetro provisto de unos huecos de 1 mm de ancho que permiten la distribución del gas hacia el resto del volumen de la cámara y su posterior extracción. Esta distribución permite obtener una mezcla homogénea durante la circulación del gas en todo el volumen. La salida del gas se realiza por medio de 5 capilares con el fin de evitar una caída importante de presión en el interior de la cámara. Los capilares de entrada y de salida están conectados con un tubo de acero inoxidable de $6 \times 4\text{ mm}$ para facilitar su conexión a la línea de gas. En la figura 4.10 se muestra el sistema de entrada (izquierda) y de salida (derecha) de la mezcla de gas en las dos esquinas de uno de los laterales de una GRPC.

En la figura 4.11 (izquierda) se muestra una de las simulaciones realizadas donde se observa un flujo del gas uniforme sobre la mayor parte del volumen de la cámara [61] y donde se distingue la línea de entrada del gas en el recinto separado del resto de la cámara. A la derecha de la figura 4.11 se muestra una simulación que describe el flujo de la mezcla de gas en la cámara para un caudal correspondiente a 3.6 l/h . Cabe destacar que no han sido tenidos en cuenta los efectos propios de difusión del gas, por lo que en realidad la distribución del gas es aún más uniforme.



Figura 4.10: Puntos de entrada (izquierda) y de salida (derecha) de la mezcla de gas en las dos esquinas de uno de los laterales de una GRPC.

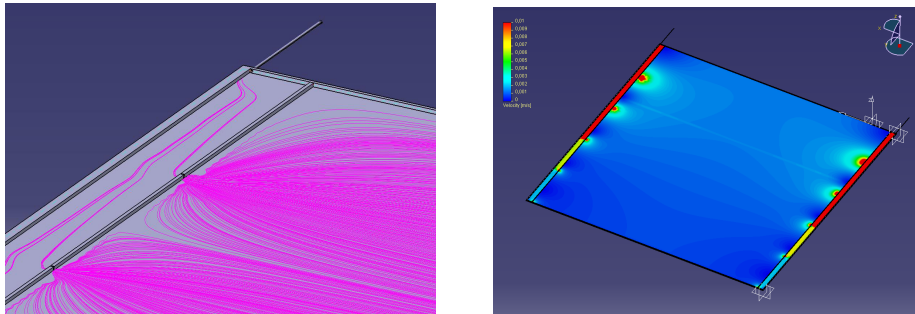


Figura 4.11: Modelo de distribución de gas en el interior de una GRPC (izquierda) y distribución de la velocidad de la mezcla de gas para un caudal de 3.6 l/h en una GRPC de 1 m^2 (Escala $0\text{-}10 \text{ mm/s}$).

4.3. Construcción de la estructura mecánica

En esta sección se va a describir el proceso seguido en la construcción de la estructura mecánica que actuará como medio absorbente del prototipo. Este proceso fue responsabilidad íntegra del CIEMAT y se llevó a cabo durante los primeros meses del año 2011.

La estructura mecánica consta de 51 planchas de acero inoxidable de $1011 \times 1054 \text{ mm}^2$ de superficie y 15 mm de espesor. Para el ensamblaje de las planchas de acero se utilizan unos espaciadores de 1010 mm de longitud, 13 mm de espesor y 17 mm de ancho. La tolerancia del espesor tanto de los espaciadores, que forman el hueco necesario donde se alojarán las GRPCs, como de las planchas de acero es de 0.05 mm .

Las dimensiones de los huecos que proporcionan los espaciadores se deben adaptar al tamaño de las *cassettes*, de modo que se permita una inserción y extracción segura y sencilla de las mismas y, a su vez, evitar espacios muertos entre el detector y las planchas de acero inoxidable y así conseguir un diseño compacto. Para ello, este espacio debe ser lo más reducido posible y ha de tener en cuenta las precisiones de los diferentes elementos estructurales

(espaciadores y planchas de acero inoxidable). Para reducir estos huecos se necesitan planchas muy planas y se consideró que la deformación de la planitud de las planchas de acero inoxidable no debía exceder de las $500\ \mu m$.

4.3.1. Control de la planitud de los planos absorbentes

El control de calidad de la deformación de las planchas de acero inoxidable, que fueron mecanizadas en una empresa externa, se desarrolló íntegramente en el CIEMAT. Este proceso de control tenía como objetivo comprobar que la deformación de las planchas no excedía las $500\ \mu m$ requeridas para asegurar un espacio apropiado para la inserción de los detectores y se basó en un método de interferometría láser.

La interferometría láser es un método de medida de distancias y deformaciones de superficies con grandes precisiones y se basa en el fenómeno de interferencia que ocurre cuando dos haces láser, de la misma frecuencia y con diferencias de fase constantes en el tiempo, se superponen sobre una pantalla. Esto es posible si ambos haces proceden de una misma fuente emisora. En este caso, el láser primario se divide, generándose dos haces secundarios, gracias a elementos ópticos como espejos o reflectores.

En la figura 4.12 se esquematiza el sistema óptico utilizado durante el proceso de medida de la deformación de las chapas. Se utilizaron una fuente láser, un interferómetro y un reflector. El interferómetro, formado por un espejo semirreflector, refleja el 50 % de la luz incidente y transmite el otro 50 %. Cuando la luz láser de frecuencia F llega al interferómetro, el haz se divide en dos haces secundarios de la misma frecuencia donde uno de ellos se transmite al reflector. Éste devuelve el haz reflejado con una diferencia de frecuencia δF hacia el interferómetro, donde interfiere destructivamente con el otro haz generado, llegando al emisor láser un haz de frecuencia δF .

El proceso consiste en desplazar el reflector sobre la superficie de medida una distancia δd definida previamente. La superficie de medida no es perfectamente plana por lo que se encuentran diferencias angulares que afectan a la transmisión del haz láser. Con un programa específico del interferómetro, se transformaron las desviaciones de fase de la luz láser en diferencias angulares para, posteriormente, obtenerse la deformación de la planitud de la superficie.

Para aplicar este procedimiento, en primer lugar, se diseñó una plantilla con 8 líneas de medida donde se dibujaron 2 diagonales, 3 verticales y 3 horizontales sobre las dos caras de cada plancha tal y como se muestra en la figura 4.13. Los objetos rectangulares representan las posiciones de un interferómetro fijo mientras que los cuadrados representan los puntos inicial y final de un reflector que se desplazará a lo largo de cada línea en pasos de $\sim 26\ mm$. Esta plantilla fue optimizada para maximizar la superficie de medida, teniendo en cuenta la existencia de un espacio muerto debido al

posicionamiento del interferómetro.

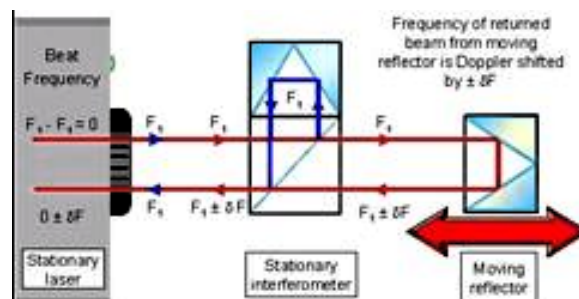


Figura 4.12: Esquema del conjunto de dispositivos ópticos utilizados durante el proceso de medida de la deformación de la planitud de una superficie y proceso de interferencia de los dos haces secundarios generados a partir de un haz láser.

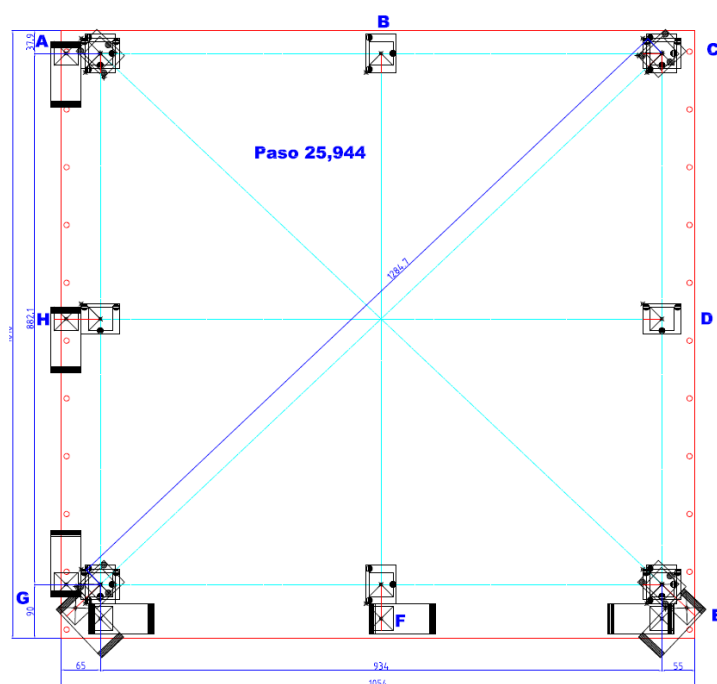


Figura 4.13: Esquema del procedimiento de medida de la deformación de la planitud de cada uno de los planos de acero inoxidable.

Se dispuso de una mesa de medida sobre la que se ubicaron tres soportes puntuales, en cada uno de los cuales se fijó un tornillo como punto de apoyo (figura 4.14 superior izquierda). Estos tornillos, sobre los que se posicionó la plancha, definieron un plano de medida independiente de la mesa, evitando que las medidas fueran afectadas por las irregularidades de la misma. En cada uno de los soportes donde se ubicaron los tornillos, se colocó un sistema de topes que sirvieron como guía para posicionar las chapas de manera adecuada sobre los tres tornillos. El peso de las chapas hizo necesario el uso de un útil de manipulación para ubicar cada una de ellas sobre la mesa de medida (figura 4.14 superior derecha). Al situar la chapa sobre los tres puntos de apoyo se produce una deformación de la misma debido a la fuerza de la gravedad. Esta deformación, que se simuló mediante un programa de elementos finitos, se sustrae a la deformación medida para obtener la deformación real.

Para realizar la medida se fijó el interferómetro al principio de cada línea y se desplazó el reflector en un intervalo regular a lo largo de cada una de ellas con ayuda de una guía, como puede verse en la figura 4.14 (inferior). La longitud de este intervalo se definió en 25.944 mm y se tomaron en torno a 40 puntos por cada línea. Las medidas se realizaron para cada uno de los dos lados de cada chapa. Una vez medido uno de ellos, la chapa se volteó mediante una rotación especular repitiéndose el proceso anterior. Una vez realizada la medida de cada cara de la chapa, el propio programa del interferómetro computaba la deformación vertical de la misma, correlacionando las desviaciones angulares, que generan las diferencias entre la frecuencia, medidas en cada punto de la superficie de la chapa.

En la figura 4.15 se muestra un ejemplo de la medida completa realizada para una de las caras de una chapa. La escala vertical está expresada en μm , mientras que la horizontal en mm . Los gráficos de la izquierda representan la deformación teórica debida a la gravedad de una chapa perfecta sobre tres soportes puntuales. Los gráficos del centro corresponden a la deformación medida de la chapa. Por último, los gráficos de la derecha muestran la deformación real de la chapa tras sustraer la deformación debida a la gravedad. En este ejemplo, puede observarse que la deformación de la superficie del plano no excede de las $150\text{ }\mu\text{m}$. Para la mayoría de los planos el punto de máxima deformación de su planitud no es superior a las $500\text{ }\mu\text{m}$ requeridas, como puede verse en la figura 4.16 donde se representan estos valores máximos para las dos caras de las 51 chapas.



Figura 4.14: Mesa de medida utilizada con los soportes puntuales fijados (superior izquierda), posicionamiento de una de las chapas medidas sobre los soportes (superior derecha) y momento de una de las medidas realizadas a lo largo de una diagonal (inferior).

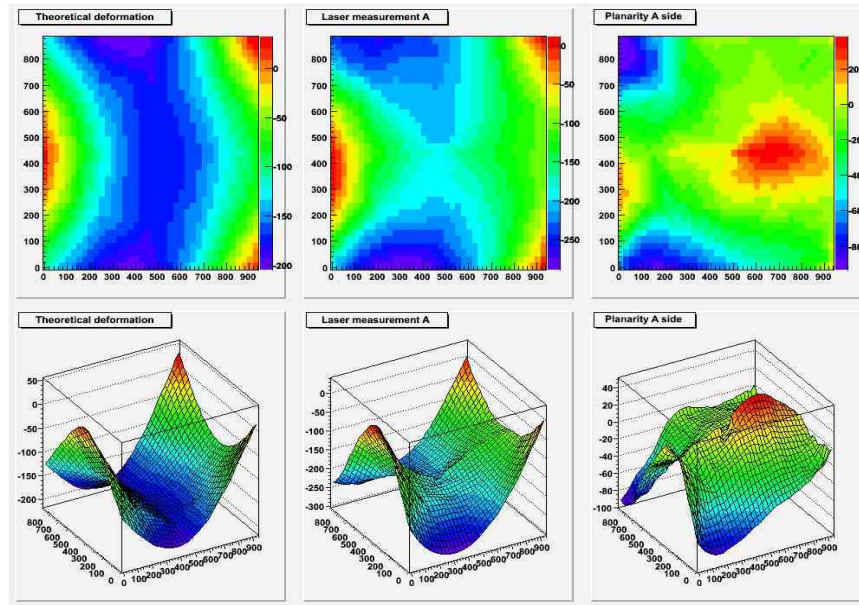


Figura 4.15: Simulación de la deformación de una cara de una de las chapas debido al efecto de la gravedad cuando ésta se sustenta sobre los tres soportes puntuales (izquierda), deformación medida (centro) y deformación real de la misma tras sustraer la deformación debida a la gravedad (derecha). Las medias de las deformaciones vienen dadas en μm .

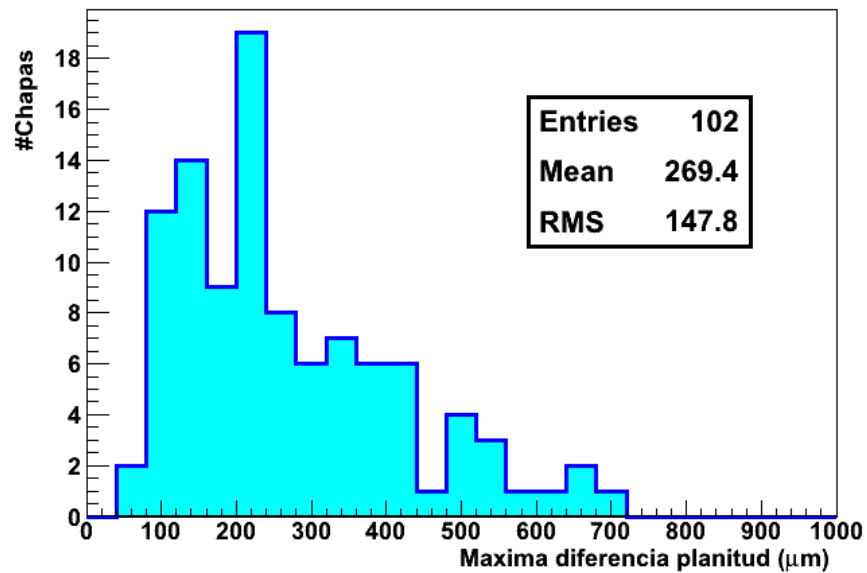


Figura 4.16: Distribución de máxima deformación de la planitud para cada una de las caras de todas las chapas usadas.

4.3.2. Proceso de ensamblaje

Para realizar el proceso de ensamblaje se atornillaron las chapas a los espaciadores en diferentes puntos a lo largo de dos de los laterales de la misma. Cada chapa se atornilló a los dos espaciadores con los que está en contacto en cada lateral. Esto se puede ver en la figura 4.17 donde se muestra un esquema de la estructura mecánica del prototipo, una vez terminado el proceso de ensamblaje, y el detalle de la esquina superior izquierda de la misma. En esta misma figura puede verse el esquema de un espaciador que contiene dos tipos de orificios que son necesarios para que pueda ser atornillado a las chapas anterior y posterior. Las posiciones de los tornillos se encuentran desplazadas en los planos pares respecto a los impares, como puede verse con mayor detalle a la izquierda de la figura 4.18, donde se muestran algunos detalles de la estructura mecánica como parte de las chapas de acero, de los espaciadores y los tornillos así como los valores del espesor de estos elementos. En la derecha de la figura 4.18 se muestra como parte de uno de los dos orificios de un espaciador tiene un agujero avellanado y es donde descansa la cabeza del tornillo que fija el espaciador a la chapa inferior. En el otro orificio del espaciador se introduce la parte inferior del tornillo fijando la chapa superior al espaciador y así sucesivamente. Los dos orificios de los espaciadores son roscados a M8.

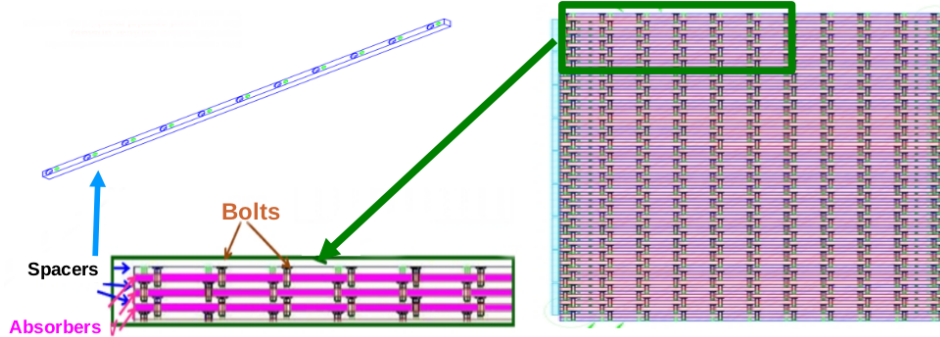
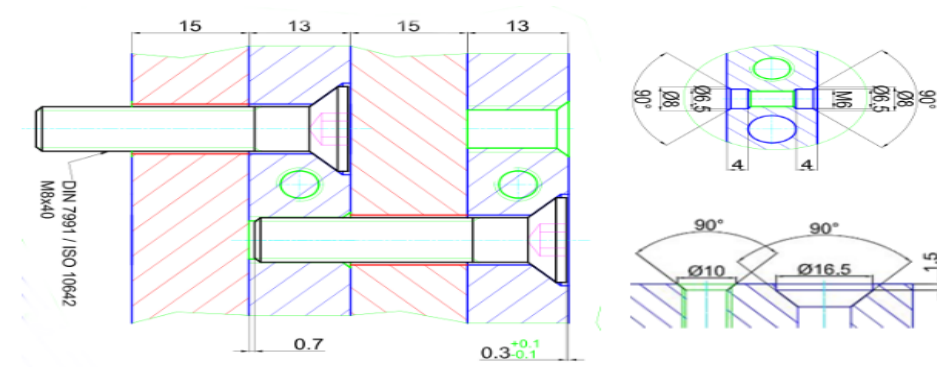


Figura 4.17: Esquema de la estructura mecánica centrándose en la región de las últimas chapas (absorbente en rosa) fijadas cada una a los dos espaciadores contiguos y esquema de un espaciador donde se observan los dos tipos de orificios que disponen.

En cada lateral de la chapa se utilizan 11 tornillos de métrica M8 siendo, en total, ~ 1100 los tornillos empleados para el prototipo completo. Los tornillos sujetan todo el peso del prototipo consiguiendo que la estructura resulte compacta y robusta evitando posibles deformaciones debidas al transporte de la misma. Más adelante se muestran diversos estudios de simulación realizados con un programa de elementos finitos.

El CIEMAT diseñó y construyó una mesa especial para el ensamblaje

A continuación, se prosiguió con el montaje añadiendo cada vez una chapa y un espaciador que se atornillaban conjuntamente al espaciador anterior del modo ilustrado en la figura 4.18 (izquierda). En la figura 4.19 (derecha) se muestra el detalle de una de las esquinas de la estructura tras el ensamblaje de 4 chapas.



En una de cada 4 chapas ensambladas se midió la deformación en planitud mediante el método de interferometría láser descrito en la sección 4.3.1 (ver la figura 4.20 superior). Así se aseguró que la estructura no sufría ningún tipo de deformación extra causada por la presión ejercida en los laterales por los tornillos de sujeción y que el hueco dejado entre dos chapas era el requerido para la correcta inserción de la *cassette* con el detector y su electrónica incorporada. Por tal motivo, durante el proceso de montaje se realizaron pruebas de inserción de únicamente la estructura mecánica de la *cassette*, sin incluir el detector y la electrónica asociada, asegurándose de que las tolerancias de diseño y las pequeñas deformaciones durante el ensamblaje permitían una inserción segura de la misma sin someterla a fuerzas que pudiesen dañar a los detectores y a su electrónica de lectura (ver fotografías que se muestran en la parte inferior de la figura 4.20).

El ensamblaje del prototipo se realizó con las chapas en horizontal pero las pruebas en haces de partículas requieren colocarlo en posición vertical, por ello en el CIEMAT se diseñó y construyó un útil de rotación capaz de soportar

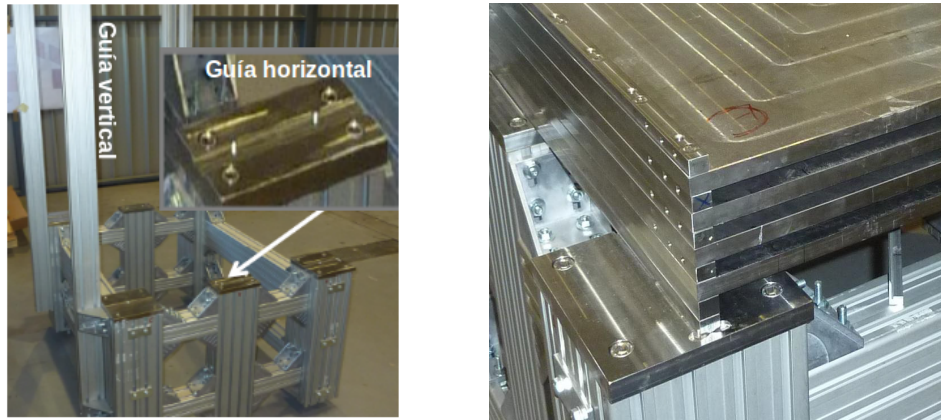


Figura 4.19: Mesa especial construida en el CIEMAT para el montaje de la estructura mecánica del prototipo (izquierda) y detalle de una de las esquinas de la estructura después de haber ensamblado 4 chapas (derecha).

las, aproximadamente, 8 toneladas de peso del prototipo una vez equipado completamente con los detectores y su electrónica asociada. Al poder realizar la rotación con los detectores incluidos permite la posibilidad de cambiar ambas posiciones para tomar datos en haces de partículas (posición vertical) y con radiación cósmica (posición horizontal). En la figura 4.21 puede verse este útil durante las pruebas de rotación de la estructura mecánica. En esa misma fotografía se pueden ver cuatro piezas atornilladas a la parte superior de la estructura mecánica. Estas piezas, específicamente diseñadas, permiten la sujeción y manejo del prototipo con un puente grúa cuando se encuentre en posición horizontal. También se desarrollaron piezas análogas para el manejo del prototipo en posición vertical.

Tanto la rotación del prototipo como el desplazamiento del mismo por medio de una grúa pueden dar lugar a deformaciones de la estructura mecánica que a su vez pueden transmitirse a las GRPCs que se alojan en su interior y podrían verse dañadas.

El útil de rotación y los útiles usados para la sujeción con una grúa fueron diseñados intentando minimizar las posibles deformaciones. Estas deformaciones fueron calculadas mediante simulaciones numéricas con un programa de elementos finitos. Para ello se plantearon diversas situaciones de estrés sobre el prototipo obteniéndose una deformación máxima que no excedía las $150\ \mu\text{m}$. Una vez concluida la construcción de la estructura mecánica del prototipo, se realizaron pruebas de rotación con el útil midiéndose las deformaciones introducidas en la planitud de la geometría final y no superaron las $50\ \mu\text{m}$.



Figura 4.20: Controles realizados durante el proceso de montaje de la estructura mecánica: medida, mediante interferometría láser, de la deformación de algunos de los planos tras su ensamblaje (superior) y pruebas de inserción de la *cassete* (inferiores).

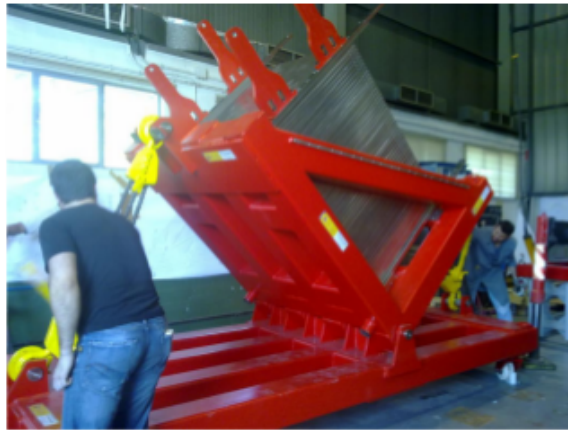


Figura 4.21: Estructura mecánica durante la rotación de posición horizontal a posición vertical.

En la figura 4.22 se muestran dos ejemplos de las situaciones de estrés que fueron simuladas. A la izquierda de la figura se simula la estructura del prototipo con las GRPCs insertadas verticalmente, al ser levantado por medio de los tirantes situados en las 4 esquinas del módulo para su elevación

vertical, con ayuda de los útiles de elevación que se diseñaron. En el otro caso, (figura derecha) se simula el prototipo rotado 90 grados respecto a la anterior situación, estando las GRPCs insertadas horizontalmente en sus ranuras. El módulo se eleva a través de los últimos dos espaciadores que quedan en la parte alta y con la ayuda de los útiles fabricados expresamente para ello.

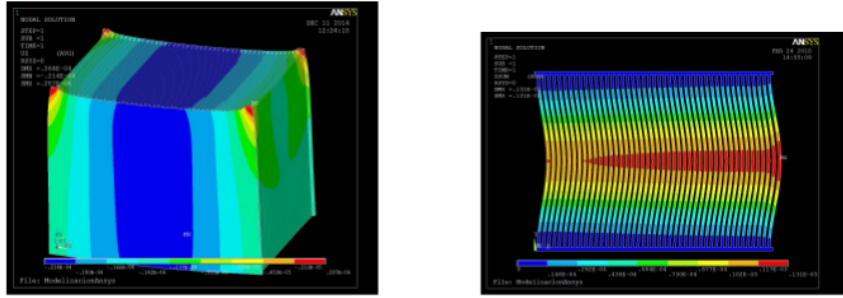


Figura 4.22: Simulación de las deformaciones inucidas en la estructura en dos situaciones distintas de estrés a las que puede ser sometido el prototipo. Una explicación más detallada de ambas situaciones puede encontrarse en el texto.

4.3.3. Ensamblaje final del prototipo

Tras completar el ensamblaje de la estructura mecánica, ésta fue enviada al CERN en mayo de 2011. Allí se insertaron 48 *cassettes*, con las GRPCs en su interior, cada una de $1m^2$ y junto con la electrónica de lectura asociada. Las *cassettes* fueron ensambladas en el *Institut de Physique Nucleaire* de Lyon (IPNL). Para la inserción de los detectores se utilizó una pequeña grúa y se realizó desde la parte superior como se puede ver en la figura 4.23 (izquierda). Con una inserción vertical se minimiza la deformación de las *cassettes* debido a la gravedad facilitando el desarrollo del proceso.

Cada *cassette* tiene 3 conexiones HDMI, una para cada DIF del detector, 3 conexiones USB, destinadas a la recolección de los datos registrados en las GRPCs, una conexión para la alta tensión y otra para la baja tensión. En la figura 4.23 (derecha) se muestra el detalle del cableado utilizado para las conexiones HDMI para dos DIF (cables negros), la alta (cable rojo) y la baja tensión (cable gris) y las conexiones USB.

Se diseñó un sistema de gas encargado de mezclar y distribuir el mismo entre las 48 GRPCs. Este sistema de gas disponía de 40 canales, cada uno de ellos con un medidor del caudal para ajustar el flujo de gas que se suministra a la cámara. En la mayoría de los casos, se utilizó un canal para cada GRPC, aunque debido al mayor número de GRPCs, se utilizó algún canal para suministrar el gas a varios detectores a la vez. La distribución del gas en el interior de las GRPCs se realizó como se describe en la sección 4.2.3.

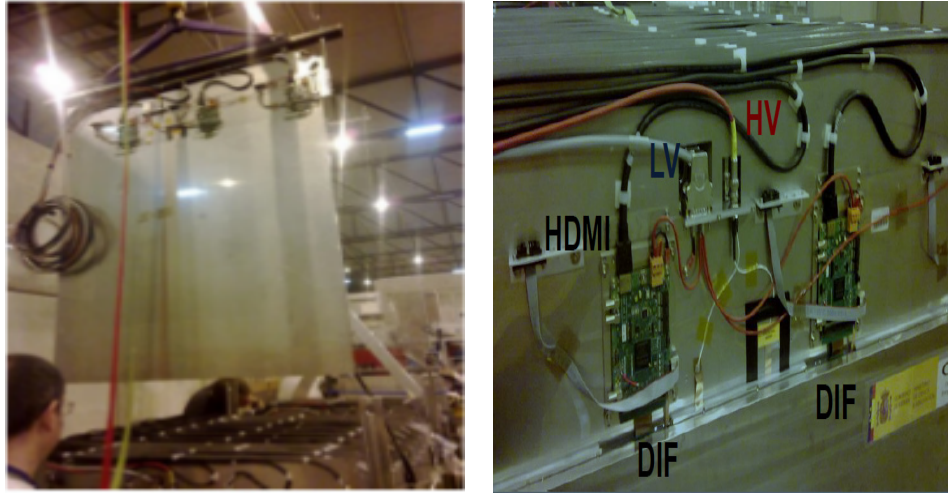


Figura 4.23: Inserción vertical de una *cassette* con la GRPC y su electrónica en la estructura mecánica (izquierda) y detalle del cableado de las *cassettes* (derecha).

En la figura 4.24 se muestra el prototipo SDHCAL completamente equipado durante la toma de datos en una de las campañas desarrolladas en el CERN durante 2012. En la esquina superior izquierda de la figura se ubican las fuentes de alimentación de alta y baja tensión. A la izquierda del prototipo se observa un conjunto de cables negros que corresponden a las conexiones HDMI entre el DAQ y la DIF. En el otro lateral del prototipo (no se ve desde la posición donde se tomó la fotografía) se encuentran las conexiones USB con las que se transmitieron a varios PCs los datos tomados. En la parte superior del prototipo se encuentra un conjunto de ventiladores para refrigerar el interior del mismo. Los ciclos de los haces en las zonas de pruebas son muy distintos a los de los esperados en los colisionadores lineales, esto hace que, aunque la electrónica se use en modo pulsado, la reducción del consumo y, por tanto, la emisión de calor, sea insignificante. Este exceso de calor tiene efectos negativos tanto en la propia electrónica como en el funcionamiento de las GRPCs, ya que su ganancia es función de la temperatura. Esto hace necesario utilizar un sistema de refrigeración que, para el caso del prototipo, estuvo formado por un intercambiador de calor que se encargaba de hacer circular agua fría a través de varios tubos que rodeaban el prototipo pegados a su estructura mecánica. Finalmente, el sistema de entrada y salida de la mezcla de gas se realizaba por medio del conjunto de tubos azules.

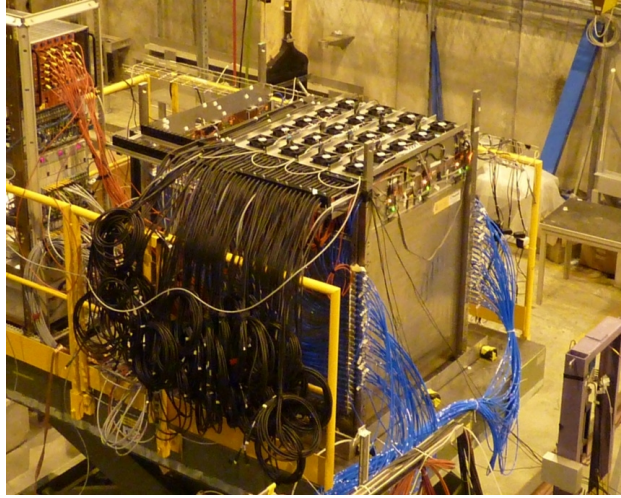


Figura 4.24: Vista general del prototipo completamente equipado con todos los elementos necesarios para su correcto funcionamiento en una de las campañas de test realizadas en el CERN.

4.4. Sistema de adquisición de datos

El objetivo de un sistema de adquisición de datos (*DAQ-Data Acquisition*) es obtener la información que un detector ha sido capaz de recolectar a través de su electrónica de lectura asociada y almacenarla para su posterior análisis. En el caso del prototipo que se ha construido, el proceso de adquisición de datos está controlado por una red de PCs. Con el sistema de adquisición se realiza la transferencia de los parámetros de configuración a los diversos chips y tarjetas por medio de los protocolos de comunicación HDMI y con el uso de conexiones USB se lleva a cabo la transmisión de la información obtenida por estos chips referente al paso de partículas.

La arquitectura general del sistema de adquisición puede verse en la figura 4.25 donde se muestra el conjunto de tarjetas que se utilizan. Pueden distinguirse tres tipos diferentes de tarjetas: SDCC (*Synchronous Data Concentrator Card*), DCC (*Data Concentrator Card*) y DIF (*Detector InterFace*), descrita en la sección 4.2.2.

La tarjeta SDCC gestiona la sincronización del sistema de adquisición. Recibe los diferentes comandos de configuración desde un solo PC a través de un sistema de transmisión formado por conexiones USB. La tarjeta SDCC posee una conexión USB de entrada y un sistema de salida con 9 conexiones HDMI. Esto proporcionaría la posibilidad de conectar 9 DIFs al sistema de adquisición, o lo que es lo mismo, poder realizar la configuración y la lectura de 3 GRPCs de 1 m^2 .

El limitado número de salidas HDMI hizo necesario el uso de tarjetas

adicionales para completar la comunicación con todas las DIFs. Para ello, se introducen las DCCs y se conectan a la SDCC. Este segundo tipo de tarjetas tienen 9 conexiones HDMI de entrada a través de las que reciben los comandos de configuración de la SDCC y 9 de salida, también HDMI. Con una SDCC y una DCC pueden conectarse al sistema de adquisición un total de 81 DIFs, lo que equivale a 27 GRPCs de 1 m^2 . Para poder operar con la totalidad de las GRPCs del prototipo se añadió una segunda tarjeta DCC con lo que se puede llevar a cabo la configuración y la lectura de hasta 729 DIFs que corresponden a un total de 243 GRPCs.

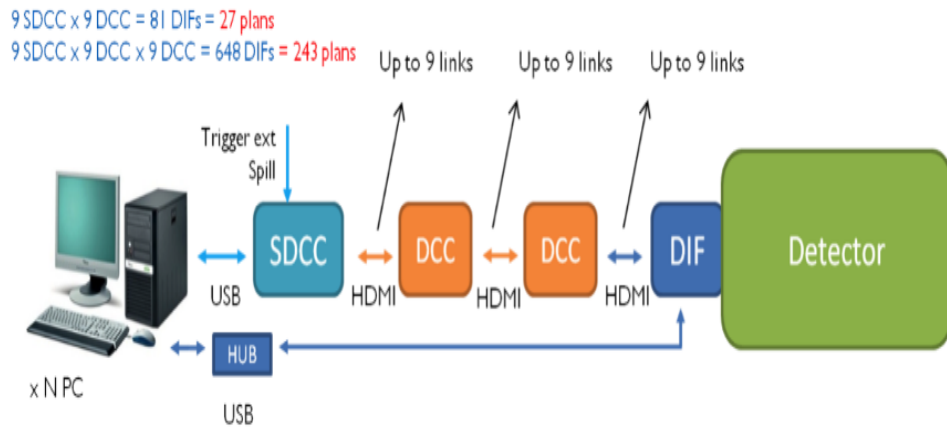


Figura 4.25: Esquema general de la estructura del sistema de adquisición de datos utilizado para las campañas de tests del prototipo.

Una vez concluida la configuración y sincronización de todas las tarjetas y chips electrónicos, la lectura de los datos recolectados por parte de las GRPCs se realiza por medio de un sistema de transmisión basado en conexiones USB a través de las que se transmite toda la información obtenida por las DIFs a una red formada por varios PCs. El número de PCs fue optimizado para que el flujo de la transferencia de datos fuese el adecuado.

Las DIFs se encargan de la transferencia de los diferentes comandos de configuración a los elementos de la electrónica de lectura de las GRPCs (ASICs) y de la lectura de los datos recolectados, enviando toda esa información a la red de PCs. Este dispositivo, y por tanto el sistema de adquisición, puede operar en dos modos diferentes:

- **Modo *trigger* externo.** La adquisición y la toma de datos se inician y se detienen por medio de una señal de *trigger* externo. Esta señal externa se establece, por ejemplo, con la coincidencia temporal entre la señal de un conjunto de fotomultiplicadores a través de los que pasa un grupo de partículas. Cuando se indica que las partículas ya han pasado el detector, la memoria de los ASICs es leída. Si la memoria de

uno de los ASICs se llena, se emite una señal que bloquea el trigger externo mientras que los ASICs son reiniciados.

- **Modo Pulsado o ILC.** Se sincronizan los ASICs con los ciclos temporales marcados por los procesos de inyección, aceleración y extracción del propio acelerador. En ese caso se utiliza una señal externa, que será descrita en la sección 5.2. La llegada del haz de partículas se indica con la señal de inicio de *spill* comenzando el proceso de toma de datos y se detiene cuando se emite la señal de fin de *spill* que indica que el haz se ha acabado. Es entonces cuando la memoria de los ASICs es leída recogiendo la información que se almacena en ellos. Cuando la memoria de uno de los ASICs se llena, se emite una señal (*RamFull*) que bloquea la adquisición de datos y se inicia la lectura de los ASICs siendo reiniciados posteriormente.

La adquisición tiene un tiempo muerto de 400 *ns* y un contador temporal externo mide la diferencia temporal entre la última cadena de datos tomados y la señales de inicio de la adquisición. Esto permite realizar una reconstrucción temporal de cada suceso.

Tanto la configuración de los ASICs como la recolección de su información se realiza de un modo secuencial por medio de un protocolo de llamada transfiriéndose esta información de un ASIC a otro. En el caso que un ASIC no funcionase, la información sería transferida al ASIC siguiente a través de la PCB.

Capítulo 5

Estudios realizados con varios prototipos de GRPCs

RESUMEN: En este capítulo se va a llevar a cabo una descripción de los estudios realizados con varias GRPCs de diferente tamaño que fueron expuestas a haces de partículas en una serie de campañas de pruebas en el CERN. Varias de las GRPCs utilizadas fueron de 1 m^2 de superficie. Los análisis se centraron sobre todo en los resultados obtenidos con estas GRPCs, por ser del mismo tipo que las que constituyen el medio activo del prototipo de SDHCAL.

5.1. Introducción

En los últimos años se han construido prototipos de GRPCs de diferentes tamaños que fueron testeados en campañas de pruebas con haces de partículas en varias áreas experimentales del CERN. Entre todos los prototipos de GRPCs construidos destacan las primeras GRPCs de 1 m^2 de superficie, por ser del mismo tamaño que las que constituyen el medio activo del prototipo SDHCAL descrito en el capítulo 4.

Estos primeros prototipos de GRPCs de 1 m^2 fueron expuestos junto a otros de menor tamaño frente a haces de partículas de altas energías en el PS y en el SPS del CERN durante las campañas de 2010 y 2011. El objetivo de este conjunto de tests consistió en comprobar la viabilidad de la tecnología de las GRPCs y su electrónica de lectura como medio activo del prototipo SDHCAL. Para ello, se comprobaron los dos modos de operación del sistema de adquisición de datos, explicados en el capítulo 4, con los que se puede obtener la información registrada en las GRPCs: modo *trigger* o disparo y el modo *power-pulsing*.

Por otro lado, con esta información se determinó el comportamiento de varios parámetros característicos de las GRPCs, como por ejemplo, su efi-

ciencia o su multiplicidad en función de la alta tensión y del umbral de carga. Además se pudo comprobar la homogeneidad de estos parámetros en varias zonas de las cámaras. Con estos estudios se pudo establecer un punto óptimo de trabajo para este tipo de detectores, entendido como aquel en el que se encuentra un equilibrio entre el valor más alto de eficiencia con el valor más bajo de multiplicidad.

El proceso seguido para el análisis de los datos tomados durante las dos campañas de tests puede dividirse en cuatro etapas bien diferenciadas:

- **Selección de señales asociadas al paso de partículas:** Para poder realizar el análisis, lo primero que se debe hacer es seleccionar aquellas potenciales señales producidas por el paso de partículas a través de las GRPCs.
- **Agrupamiento de *pads* con señal:** Cuando una partícula pasa a través de una cámara, ésta puede dar lugar a una señal en un único *pad* o en varios *pads* contiguos. Se define un *hit* como un *pad* con señal y un *cluster* como un conjunto de *hits* en *pads* contiguos.
- **Proceso de reconstrucción de trayectorias:** Conociendo el centro geométrico de los *clusters* formados en cada una de las cámaras, puede realizarse un ajuste por el método de mínimos cuadrados a través de la ecuación de una recta reconstruyéndose así la traza de una partícula que haya dejado señal en al menos tres cámaras. Se entiende por traza como la trayectoria reconstruida a partir de las señales recogidas en las cámaras.
- **Estudios del comportamiento de las cámaras:** La última fase del análisis corresponde a la obtención de los resultados de las pruebas realizadas en alta tensión, en umbral de carga y homogeneidad espacial.

5.2. Proceso de selección de señales y sistema de adquisición de datos

El primer paso del proceso de análisis seguido corresponde a la selección de señales producidas por el paso de las partículas del haz a través de las GRPCs. Los ASICs de las cámaras registran cualquier tipo de señal originada en cualquier instante. Estas señales pueden darse tanto por el paso de una partícula del haz, como por radiación cósmica o por ruido.

Con el sistema de adquisición de datos se determina el instante temporal en el que las partículas del haz atraviesan las GRPCs, ya que, por una parte, configura y sincroniza los ASICs y, por otra parte, se encarga de la lectura de los datos recolectados para su posterior tratamiento, todo ello controlado por medio de un PC externo.

El proceso de selección de las señales producidas por una partícula va a depender del modo de operación del sistema de adquisición. Durante las campañas de tests de 2010 el sistema de adquisición operó en modo *trigger* mientras que durante las de 2011 lo hizo en modo *power-pulsing* y sin *trigger*.

En estas campañas de pruebas se realizaron los estudios del comportamiento de la eficiencia y la multiplicidad de las GRPCs en función de la tensión y del umbral de carga aplicadas y en diferentes puntos de medida de la superficie de las GRPCs, como se describe más adelante.

Campañas de pruebas de 2010

Durante los meses de septiembre y octubre de 2010 se realizaron una serie de pruebas en la zona experimental H2 del acelerador SPS (*Super Proton Synchrotron*) del CERN sobre un conjunto de cuatro GRPCs de diferente tamaño, donde dos de ellas eran de $33 \times 50 \text{ cm}^2$ y las otras dos de 1 m^2 . Las GRPCs se ubicaron perpendicularmente a la dirección de incidencia de un haz de piones de alta energía (150 GeV). Las dos pequeñas se situaron al principio del dispositivo separadas entre sí por 6.5 cm y tras ellas se encontraban las dos GRPCs de 1 m^2 separadas entre sí por 68.5 cm . La primera cámara y la última estaban separadas por 117 cm . En la figura 5.1 se muestra una fotografía de la ubicación de las cuatro GRPCs en el área experimental. Como puede verse las dos GRPCs de 1 m^2 se fijaron a un soporte que permitió su movilidad para realizar los estudios de homogeneidad que se mostrarán más adelante.

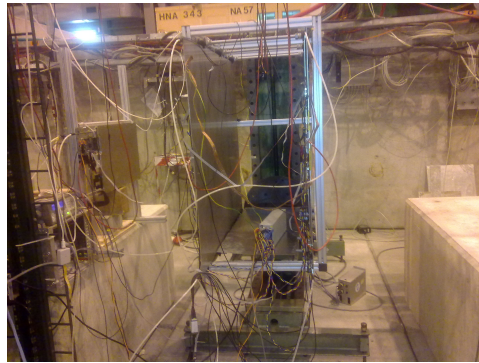


Figura 5.1: Ubicación de las 4 GRPCs perpendicularmente al haz de partículas. Las dos GRPCs más pequeñas se situaban más cerca de la línea de salida del haz, mientras que las dos grandes eran las más alejadas.

En estas campañas de pruebas, se utilizó un sistema de disparo (*trigger*) externo para determinar el momento del paso de las partículas del haz. Para

ello, se dispuso un sistema formado por cuatro plásticos de centelleo unidos cada uno a un fotomultiplicador (PM - *Photo Multiplier*) que permite detectar la luz producida en los plásticos por el paso de las partículas. Dos de estos plásticos se situaban delante de la primera cámara y los otros dos tras la última según la dirección de incidencia del haz, como puede verse en el esquema que se representa en la figura 5.2.

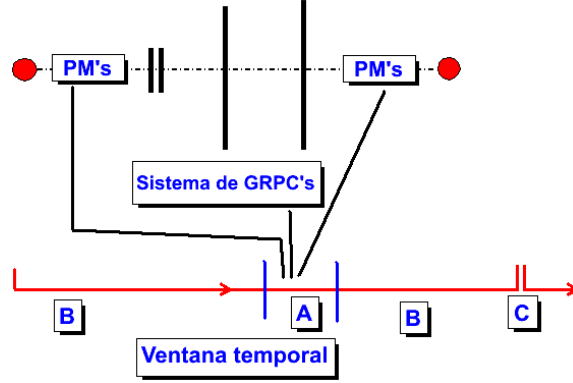


Figura 5.2: Esquema de la disposición de las GRPCs frente al haz y funcionamiento del sistema de trigger. La zona A representa el registro de los sucesos sincronizados, la zona B, el registro de los no sincronizados y la zona C, el final de una ventana temporal y el inicio de la siguiente.

Campañas de pruebas de 2011

En noviembre de 2011 se utilizó un conjunto de cinco GRPCs de 1 m^2 . Las GRPCs fueron expuestas a haces de piones de alta energía en el PS (*Proton Synchrotron*) del CERN durante varias semanas. El conjunto de GRPCs fue ubicado perpendicularmente a la dirección de incidencia del haz y cada una de las GRPCs se colocó a 25 cm de distancia de la anterior gracias a un soporte mecánico que se encargaba de fijarlas (ver figura 5.3).

En este caso, la adquisición se sincronizó por medio de una señal externa con el propio haz de partículas permitiendo que la electrónica de lectura operara en modo *power pulsing*, encendiéndose a la llegada del haz y apagándose cuando éste terminaba, siguiendo un ciclo temporal, que es característico de cada acelerador.

Tanto en el PS como en el SPS se inyecta, cada cierto tiempo, un conjunto de partículas que se originan tras la colisión de un haz de partículas primario y un blanco. Los productos resultantes son acelerados en el recinto del acelerador hasta alcanzar la energía requerida, momento en el que el haz es extraído y dirigido a través de una serie de líneas de salida hacia las áreas experimentales correspondientes.

El período de inyección, aceleración y extracción del haz es lo que determina el *spill* de partículas. La inyección de partículas en el PS tiene lugar desde el conjunto de aceleradores lineales (*linacs*) del CERN y se extraen dos *spills* cada 16.8 s con una duración de 400 ms cada uno. Por otro lado, en el SPS la inyección se realiza desde el PS, (ver figura 5.4) y se extrae un *spill* cada 14-40 s con una duración de entre 4.8 s y 9.6 s.



Figura 5.3: Disposición experimental de las GRPCs durante las campañas de pruebas realizadas en noviembre de 2011.

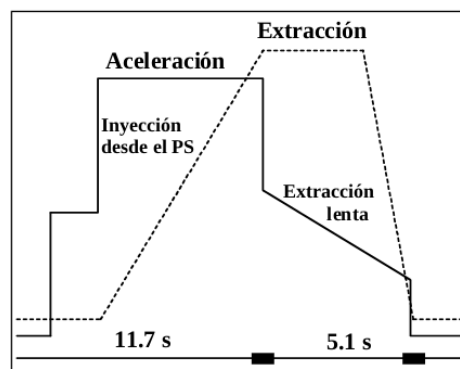


Figura 5.4: Esquema de los procesos de aceleración y extracción del PS y de su inyección en el SPS.

5.2.1. Señales asociadas a una partícula en el modo *trigger* externo

Según el esquema de la figura 5.2, cuando una partícula pasa por los cuatro plásticos de centelleo significa que ha pasado por el conjunto de cuatro GRPCs (con la excepción de los tests realizados en las zonas de los bordes de las cámaras), registrándose, en ese caso, el instante de ese suceso. Se dice entonces que ha tenido lugar una coincidencia temporal, emitiéndose una señal en el sistema de *trigger* e iniciándose la lectura de las señales almacenadas en los chips de memoria por medio del sistema de adquisición.

Todas las señales de partículas que atraviesen las GRPCs con tiempos cercanos a la señal del *trigger*, constituirán el conjunto de sucesos sincronizados, que son las señales de interés para los estudios que se van a realizar. Las señales registradas por las GRPCs fuera de tiempo, constituirán los sucesos no sincronizados, que corresponden a las señales de ruido electrónico, rayos cósmicos y partículas del haz que no pasaron por la región delimitada por los plásticos.

En la figura 5.5 se muestra la distribución temporal de las señales recolectadas por las GRPCs. Los tiempos cercanos a cero corresponden a las señales sincrónicas con el *trigger* que puede verse con mayor detalle en la esquina superior derecha de la figura 5.5, donde se distinguen dos picos por debajo de $2 \mu s$ que corresponde a las señales recogidas en el momento del paso de las partículas. Por tanto, las señales producidas por los sucesos sincronizados con el *trigger* serán aquellas que cumplan el corte temporal de $t < 2 \mu s$.

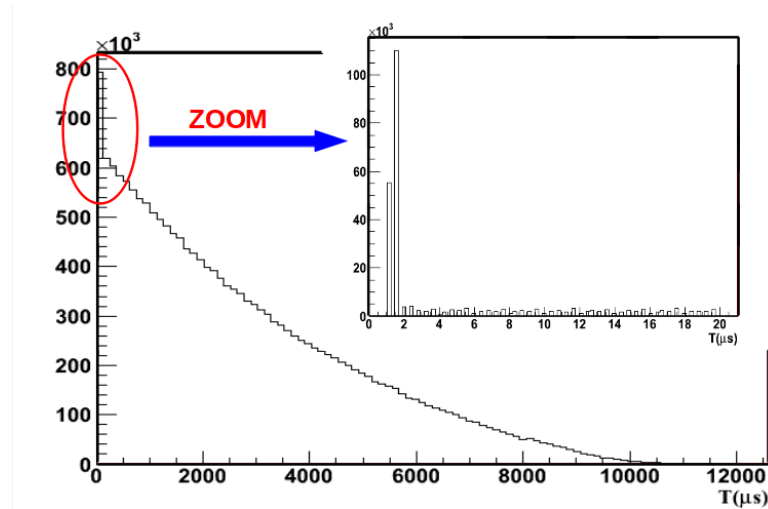


Figura 5.5: Distribución temporal de todas las señales registradas por el conjunto de GRPCs con el modo *trigger* (superior) y zoom de la región de tiempos cercanos a cero (esquina superior derecha).

5.2.2. Señales asociadas a una partícula sin *trigger* externo

Durante las campañas de tests de 2011, el proceso de lectura de los datos recolectados por los ASICs se realizó con la llegada de la señal de fin de *spill* o cuando la memoria de uno de ellos se llenaba completamente. En este segundo caso el ASIC enviaba una señal al sistema de adquisición (señal de *RamFull*) indicando que su memoria estaba llena y se iniciaba la lectura de la memoria de los ASICs, deteniéndose, mientras tanto, el proceso de recolección de señales, que volvía a iniciarse al concluir la lectura. De esta manera, en vez de tener un sistema de *trigger* externo, que proporcionaba una señal sincronizada con el paso de las partículas, se tenía una adquisición continua en el tiempo, necesitándose realizar una reconstrucción temporal para poder identificar los sucesos individuales.

En la figura 5.6 se muestra la distribución temporal de las señales de uno de los *spill* recogidas por los ASICs de las GRPCs, donde en el eje X se representa el tiempo de recolección de las señales y en el eje Y se representa el número de señales. Aquellos bins temporales donde se han registrado al menos tres señales, corresponden con las originadas por el paso de una partícula a través de las GRPCs, mientras que el resto se consideran debidas a señales de ruido o de rayos cósmicos.

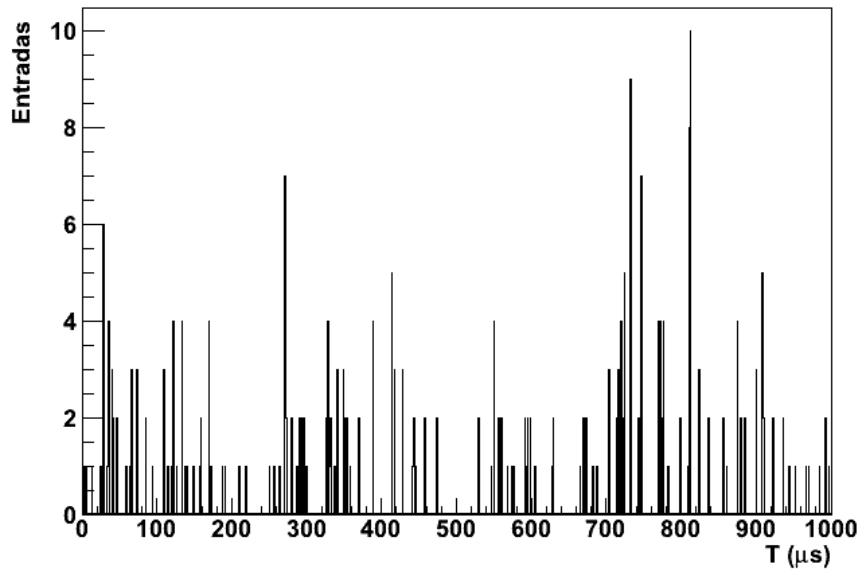


Figura 5.6: Distribución temporal de las señales registradas por el conjunto de GRPCs en modo sin *trigger* de uno de los *spills* de partículas.

La electrónica utilizada no posee una gran precisión temporal y, además, la sincronización entre GRPCs no fue muy precisa en estas pruebas. Por ello, para reconstruir los sucesos candidatos que se deben al paso de una partícula, además de seleccionar aquellos bins temporales con al menos 3 señales, van

a considerarse también, los bins anterior y posterior a éste. De este modo, un suceso candidato estará formado por un total de tres bins temporales.

En la figura 5.7 se representa en escala logarítmica la distribución del número total de señales o *hits* para un mismo *bin* temporal. En la región de bajo número de *hits* (ver zoom de esa zona que se muestra en la esquina superior derecha de la figura 5.7) se ve que, en la mayoría de los casos, un bin temporal contiene uno o dos *hits* que se deben sobre todo a ruido o a radiación cósmica. Sin embargo, utilizar el número de *hits* como única variable para discriminar entre señales producidas por sucesos de ruido y las producidas por el paso de partículas no parece ser un método muy preciso ya que pueden encontrarse sucesos en los que se registran bastantes *hits* debidos a ruido (en algunos casos estos *hits* están concentrados en una única GRPC).

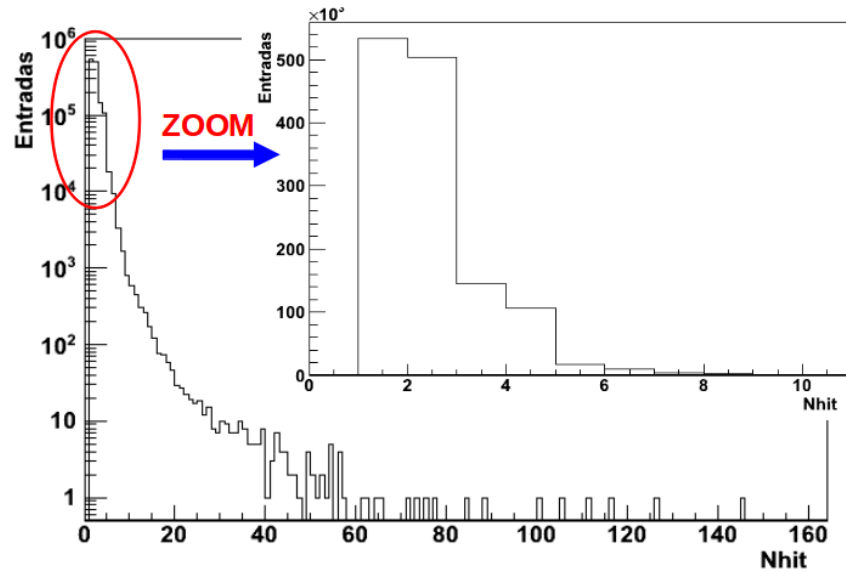


Figura 5.7: Distribución del número total de hits registradas por el conjunto de GRPCs en escala logarítmica y en escala lineal ampliando la región de menor número de *hits* (esquina superior derecha).

En la figura 5.8 se representa el número de GRPCs con señal frente al número total de *hits* y en la figura 5.9 se muestra la distribución del número de GRPCs con señal. Una importante cantidad de sucesos deja señal en una sola GRPC. Este tipo de sucesos no se consideran compatibles con una partícula procedente del haz. Por ello, como se tienen 5 GRPCs se va a exigir que, al menos, tres de ellas detecten señales.

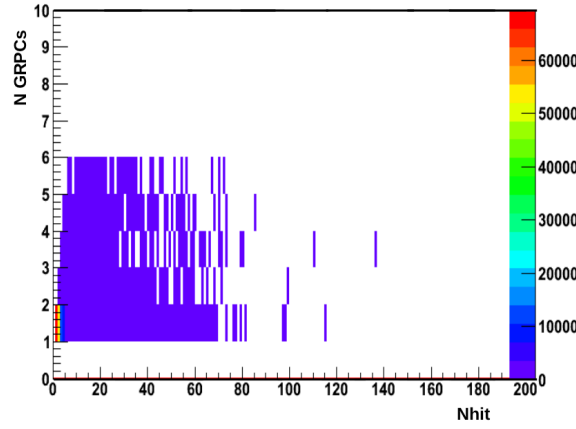


Figura 5.8: Mapa del número de GRPCs que tienen señal frente al número total de *hits* registrados.

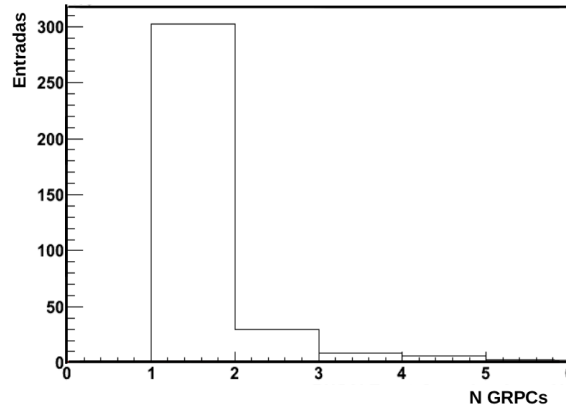


Figura 5.9: Distribución del número de GRPCs con señal.

5.3. Búsqueda de clusters

5.3.1. Definición de un cluster

El paso de una partícula a través de una GRPC puede dar lugar a una señal en uno o más *pads*. Dependiendo del punto de paso, del ángulo, de la mezcla de gas y del voltaje aplicado, del número de *pads* con señal puede ser diferente. Cabe también la posibilidad de que la propia electrónica al recibir señal en un canal produzca señales en los canales adyacentes, lo que en la jerga sajona se denomina como *crosstalk*. Este *crosstalk* se ha medido en el laboratorio donde se han inyectado señales en un canal y con la medida de las señales recogidas se ha estimado un valor menor del 2 %.

Un *cluster* es un ente formado por un conjunto de *hits* bajo unas determinadas relaciones de cercanía, que se explican más adelante. El tamaño de

un *cluster* se define como el número de *hits* que lo forman. Además de esto, otra peculiaridad que caracteriza a un *cluster* es la distribución de los *hits* que lo constituyen a lo largo de los ejes X e Y. En la figura 5.10 se muestran cinco ejemplos de *clusters* con diferentes tamaños, formas y distribuciones que hipotéticamente podrían tomar.

Hablar de la posición de un *cluster* es un tanto ambiguo, ya que representa una asociación de *hits*. Para hacer referencia a la posición de un *cluster* de forma unívoca, se halla su centro geométrico, que es el punto que equidista de los límites del mismo.

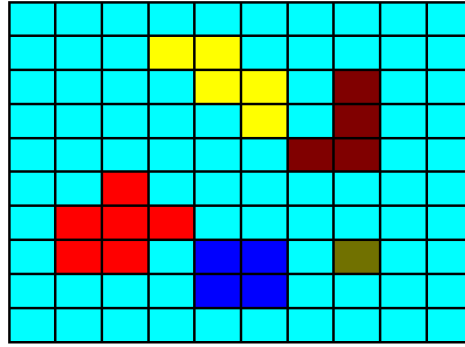


Figura 5.10: Ejemplos de cinco *clusters* de diferente tamaño y distribución de los *hits* que lo constituyen.

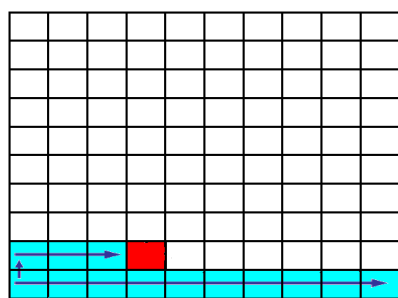
5.3.2. Proceso de clusterización

Se ha desarrollado un proceso de búsqueda de *clusters* o clusterización de las señales detectadas por las GRPCs basado en un conjunto de relaciones de cercanía. Aplicando la condición de los vecinos más cercanos, se consideran miembros de un *cluster* aquellos *hits* que estén arriba, abajo, a la izquierda o a la derecha de un *hit* previamente localizado. Los *pads* con señal que se encuentren unidos únicamente por los vértices no se consideran miembros de un mismo *cluster* y por tal motivo en la figura 5.10 se identifican cinco *clusters* de diferente tamaño y distribución.

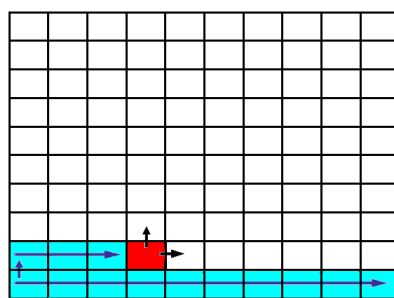
El proceso se realiza dividiendo cada GRPC en 10 bloques de 10×10 *pads*. A cada uno de estos bloques se les asigna el valor del número de *pads* que tienen señal. Se barre la superficie de la GRPC en busca de un bloque con un valor mayor que cero y una vez encontrado, se recorren uno a uno, de izquierda a derecha y de abajo a arriba, sus 100 *pads* buscando un *hit*. Una vez localizado el primer *hit*, se busca en todos los *pads* de alrededor nuevos *hits* compatibles con las relaciones de cercanía que definen a un *cluster*, incluyendo también *pads* de otros bloques.

Una vez definido el *cluster*, en el caso de que queden *hits* no asociados en el bloque, se continúa buscando otros posibles *clusters* en ese mismo bloque. Los *pads* asociados a un *cluster* se marcan como usados para evitar duplicarlos. Cuando todos los *hits* de un bloque se asocian a un *cluster*, se continúa barriendo la superficie de la GRPC y se repite el proceso anterior en busca de otros bloques de 10×10 *pads* con al menos un *pad* con señal hasta que todos los *hits* de la GRPC se hayan asociado a un *cluster*. En la figura 5.11 se ilustra el proceso de clusterización.

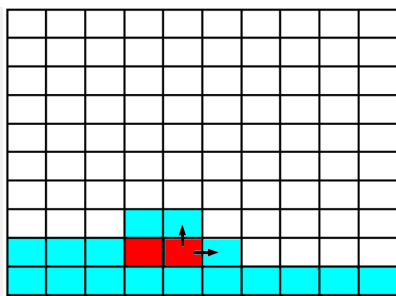
En la figura 5.11a se recorren todos los *pads* hasta encontrar un *hit*. A continuación se aplican las condiciones de cercanía, mencionadas anteriormente, como se muestra en la figura 5.11b. Si en estos *pads* se encuentra un nuevo *hit*, se vuelven a aplicar sobre éste las condiciones de cercanía como se observa en la figura 5.11c y así sucesivamente. Si no se encuentra ningún otro *hit*, el proceso de búsqueda continúa hasta encontrar uno nuevo sobre el que volver a aplicar las condiciones de cercanía en busca de un nuevo *hit* como se observa en la figura 5.11d.



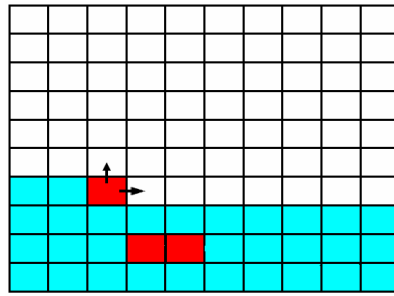
(a) Proceso de búsqueda del primer *pad* con señal o *hit*.



(b) Búsqueda de un nuevo *hit* aplicando las condiciones de cercanía sobre el que se ha encontrado anteriormente.



(c) Se encuentra un nuevo *hit* sobre el que se vuelven a aplicar las condiciones de cercanía.



(d) Se sigue con la búsqueda de un nuevo *hit* a partir del último encontrado.

Figura 5.11: Proceso de búsqueda de *clusters*.

5.4. Reconstrucción de trazas

Para ilustrar el proceso de reconstrucción de las trayectorias que siguen las partículas al pasar a través de los planos detectores, se va a utilizar un conjunto de datos tomado en las campañas de pruebas de noviembre de 2011 donde se probaron 5 GRPCs de 1 m^2 con la disposición de la figura 5.3.

La trayectoria de una partícula se determina por medio de los *clusters* encontrados en cada GRPC. Al disponer de 5 GRPCs, se utilizan cuatro de ellas para reconstruir la trayectoria de la partícula y estudiar la cámara restante. El problema que se plantea es cómo determinar esta trayectoria.

Este problema podría haberse afrontado por medio de un solo ajuste tridimensional sobre un conjunto de ternas de puntos (X,Y,Z), donde X e Y se corresponden con las coordenadas del plano determinado por las GRPCs y Z es la posición de las cámaras a lo largo de la dirección de incidencia del haz, buscando la ecuación del plano que minimice el error cuadrático medio. En cambio, se han realizado dos ajustes bidimensionales sobre las duplas de puntos de los planos (X,Z) e (Y,Z) para simplificar el proceso. La precisión que se alcanza con los dos ajustes bidimensionales es de 1 cm , que se corresponde con la precisión de todas las medidas espaciales realizadas teniendo en cuenta que el tamaño del pad es de 1 cm^2 .

Alineamiento

Las posiciones en el plano XY de las señales recogidas, así como las de los clusters que de ellas se derivan, vienen dadas en el sistema de referencia local propio de cada cámara, por lo que, para poder realizar el ajuste de las trazas, en primer lugar, hay que establecer un sistema de referencia global. Para ello, se va a usar el sistema de referencia local de una de las cámaras respecto al que van a alinearse el resto. En este caso, se toma, de forma arbitraria, la primera cámara como referencia.

Durante las campañas de pruebas, tanto de 2010 como de 2011, no se dispuso de ningún sistema preciso de alineamiento entre las GRPCs y sólo se conocía la distancia entre ellas en la dirección de incidencia del haz (eje Z). Por tanto, para poder llevar a cabo el proceso de alineamiento se usaron los propios datos.

Podía haberse desarrollado un algoritmo de alineamiento más preciso, pero como no se necesitaba una gran precisión se optó por un método bastante simple. Dado que las trazas son prácticamente perpendiculares a las cámaras, y que el nivel de *hits* de ruido presentes en los sucesos con piones es muy bajo, se realiza una estimación del alineamiento comparando las posiciones locales de los *clusters* encontrados en las cámaras. Para alinear el resto de cámaras respecto a la primera de ellas se sigue un sencillo proceso de dos pasos:

1. En primer lugar, se determina para cada suceso la diferencia entre las posiciones de todos los *clusters* de esas cámaras respecto a las de todos los *clusters* de la primera.
2. La distribución que se obtiene de estas diferencias para todos los sucesos se ajusta con una función Gauss como se ilustra en la figura 5.12.

De este modo, las posiciones de los *clusters* de las cámaras en el sistema de referencia global vendrán dadas por las expresiones:

$$x_{iG} = x_{iL} + \Delta x_i \quad y_{iG} = y_{iL} + \Delta y_i \quad (5.1)$$

donde Δx_i y Δy_i son los valores medios de los ajustes de las distribuciones y se utilizan como corrector del desplazamiento existente entre las GRPCs, (x_{iL}, y_{iL}) y (x_{iG}, y_{iG}) son las coordenadas en los sistemas de referencia local y global del *cluster* de la cámara i -ésima respectivamente.

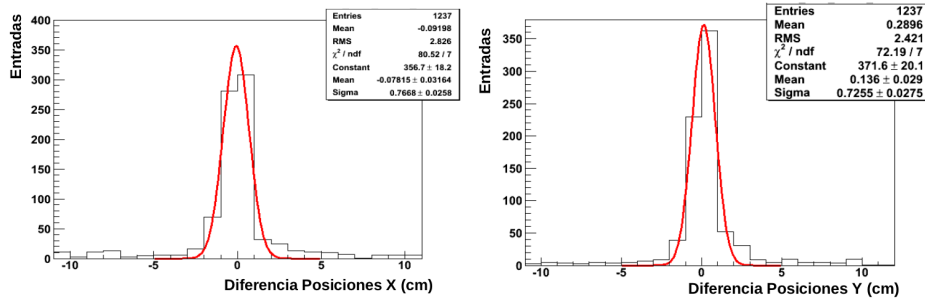


Figura 5.12: Distribución de la diferencia de posición de los *clusters* de la GRPC2 respecto de la GRPC1 y el ajuste gaussiano realizado para estimar la corrección del desplazamiento aplicado.

Selección de trazas

Una vez alineadas las cámaras, se puede llevar a cabo el proceso de ajuste por medio del método de mínimos cuadrados para encontrar las ecuaciones de las rectas que mejor describan las trazas. Las ecuaciones de estas rectas vienen dadas por las expresiones:

$$x = m_x \cdot z + c_x \quad y = m_y \cdot z + c_y \quad (5.2)$$

donde z corresponde al valor de las posiciones de las cámaras en la dirección de incidencia del haz, m_x y m_y son los valores de las pendientes mientras que c_x y c_y son los valores de las ordenadas en el origen.

En una GRPC pueden encontrarse varios *clusters*, por lo que podría haber varias combinaciones de ellos con las que reconstruir una traza. Se

va a realizar un ajuste para cada una de estas combinaciones y, una vez realizados todos ellos, se va a seleccionar en cada suceso la traza de menor χ^2 .

Como se realizan dos ajustes independientes, uno en el plano definido por la dupla de puntos (X,Z) y otro por la dupla (Y,Z), se va a considerar como χ^2 total del ajuste a una combinación de los χ^2 de cada ajuste por medio de:

$$\chi^2 = \sqrt{(\chi_x^2)^2 + (\chi_y^2)^2} \quad (5.3)$$

donde χ_x^2 y χ_y^2 son los valores de χ^2 correspondientes a cada ajuste realizado en las duplas de puntos (X,Z) y (Y,Z) respectivamente. En la figura 5.13 se muestra la distribución del menor χ^2 de las trazas reconstruidas en cada suceso con las posibles combinaciones de *clusters*. Los estudios de eficiencia y multiplicidad de las GRPCs se realizaron con el conjunto de trazas con $\chi^2 < 1$. Los *clusters* de la cámara de estudio han sido excluidos para determinar las trazas.

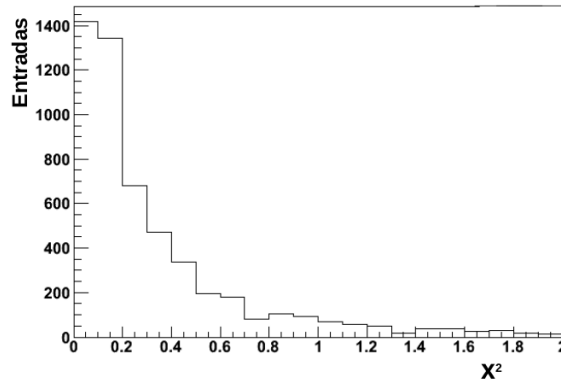


Figura 5.13: Distribución del menor χ^2 definido por la expresión 5.3 obtenido en cada suceso de los ajustes de las trazas con las posibles combinaciones de *clusters*.

Criterio de compatibilidad *cluster*-traza reconstruida

Después de realizar la selección de aquellas trazas consideradas como óptimas para realizar los estudios de eficiencia y multiplicidad de las GRPCs, pueden utilizarse las expresiones 5.2 para predecir la posición teórica del *cluster* en la cámara de estudio.

De esta manera, se determina la distancia entre las posiciones de los *clusters* detectados y sus posiciones determinadas por el proceso de ajuste. Esta distancia se denomina residuo y se obtiene para cada uno de los dos ajustes realizados por medio de las expresiones siguientes:

$$Res_x = x_{EXP} - x_{TH} \quad Res_y = y_{EXP} - y_{TH} \quad (5.4)$$

Se considera que un *cluster* es compatible con la traza de la partícula incidente si se cumple que: $|Res_x| \leq 2 \text{ cm}$ y $|Res_y| \leq 2 \text{ cm}$. En la figura 5.14 se representa como ejemplo la distribución de los residuos del ajuste en el plano (X,Z) que se obtienen para los *clusters* de una de las GRPCs.

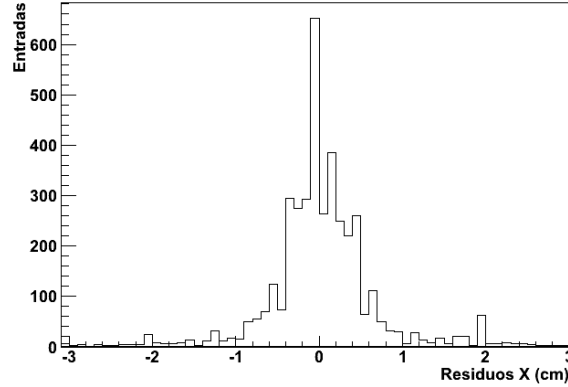


Figura 5.14: Distribución de los residuos obtenidos para las posiciones en el plano (X,Z) de los *clusters* encontrados en una de las cámaras de estudio.

5.5. Eficiencia y multiplicidad de las GRPCs

La eficiencia y la multiplicidad son dos de los principales parámetros que describen el funcionamiento de las GRPCs y dependen de la tensión y del umbral de carga aplicado sobre ellas, por tal razón, en esta sección va a estudiarse el comportamiento de estos dos parámetros en función de la alta tensión y del umbral de carga, así como de la posición de incidencia en las GRPCs. Para ello, se va a hacer uso del método de reconstrucción descrito en la sección 5.4.

Un suceso se va a considerar detectado por una GRPC si posee al menos un *cluster* compatible con la traza reconstruida a partir de las GRPCs restantes, es decir, si la distancia entre el *cluster* encontrado y la traza reconstruida es menor de 2 cm (condición de los residuos).

De este modo, se define la eficiencia de una GRPC como el cociente entre el número total de sucesos detectados por la cámara de estudio y el número total de sucesos en los que se encuentra una traza que atraviesa dicha cámara.

$$Ef_{GRPCi} = \frac{Sucesos_{det}|_{GRPCi}}{Sucesos_{tot}|_{GRPCi}} \quad (5.5)$$

Por otro lado, la multiplicidad de una GRPC se define como el tamaño del *cluster* y puede variar de un suceso a otro según la posición y el ángulo

de incidencia de la partícula (por ejemplo si una partícula incide en el borde de dos *pads* podría dar señal en ambos). Además, debido al ruido electrónico pueden tenerse señales en canales aledaños y, en raras ocasiones, la interacción de la partícula con el recubrimiento metálico de las GRPCs (*cassette*) puede dar lugar a nuevas partículas que acompañen a la partícula original produciendo señales en varios *pads* próximos.

La mezcla de gas utilizada en estos estudios fue de un 93 % de tetrafluoroetano (*TFE*) como gas principal donde tienen lugar la mayor parte de los procesos de ionización, un 5 % de isobutano (C_4H_{10}) como absorbente de fotones y de un 2 % de SF_6 para reducir la producción de electrones.

5.5.1. Estudio del comportamiento de las GRPCs en función de la alta tensión

Durante los años anteriores a 2010, se realizaron pruebas con rayos cósmicos y con diferentes haces de partículas de varios prototipos de GRPCs de diferentes tamaños, estableciéndose que el valor nominal de tensión que debe aplicarse sobre este tipo de detectores con la mezcla de gas utilizada está entre 7.2 kV y 7.4 kV.

Con las campañas de tests de 2011 se comprobó que la tensión nominal de los prototipos de GRPCs de 1 m² de superficie está entre esos valores. Para ello, se estableció una de las cinco GRPCs para estudio sobre la que se hizo variar el valor de la tensión desde los 6.2 kV hasta los 7.4 kV en pasos constantes de 200 V, manteniendo la tensión del resto de GRPCs en 7.3 kV.

En la figura 5.15 se representan la eficiencia (izquierda) y el tamaño medio del *cluster* (derecha) de las GRPCs en función de la tensión aplicada sobre la GRPC de estudio.

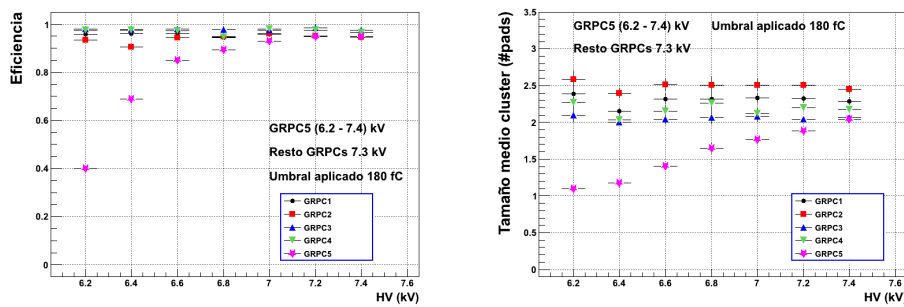


Figura 5.15: Eficiencia (izquierda) y tamaño medio del cluster (derecha) obtenidos en función de la alta tensión aplicada a la cámara GRPC5.

La eficiencia de la GRPC de estudio (GRPC5) aumenta con la tensión aplicada hasta estabilizarse en torno al 94 % a partir de los 7.2 kV, valor de tensión a partir del que se alcanza la denominada zona de *plateau* para esta

cámara. Para las GRPCs a las que se les aplica una tensión de 7.3 kV , los valores de eficiencia obtenidos son similares y, en general, se encuentran en torno al 94-95 %.

Por otro lado, el tamaño medio del *cluster* de la GRPC de estudio aumenta con el valor de la tensión. En la zona de *plateau* de eficiencia ese valor es cercano a los 2 *pads*, mientras que el tamaño medio del *cluster* para el resto de las cámaras, sobre las que se aplica una tensión de 7.3 kV , es ligeramente superior, manteniéndose entre los 2 y los 2.5 *pads*.

5.5.2. Estudio del comportamiento de las GRPCs en función del umbral de carga

El cálculo de la eficiencia y el tamaño medio del *cluster* en función del umbral de carga de este estudio se realizó con los datos del periodo de 2011. Para ello, se varió el valor del umbral de carga de la GRPC de estudio (GRPC5) desde los 180 fC hasta los 720 fC y se mantuvo constante a 180 fC para el resto de GRPCs. La tensión aplicada sobre las cinco GRPCs fue de 7.3 kV .

En la figura 5.16 se representa respectivamente la evolución de la eficiencia (izquierda) y del tamaño medio del *cluster* (derecha) en función del umbral de carga aplicado a la GRPC de estudio.

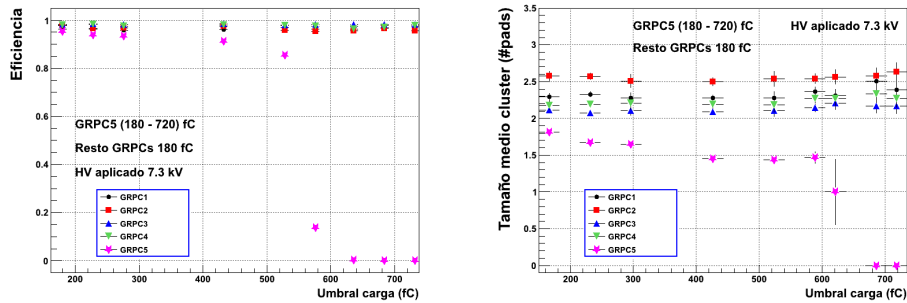


Figura 5.16: Eficiencia (izquierda) y tamaño medio del cluster (derecha) obtenidos en función del umbral de carga de la cámara GRPC5.

Para valores pequeños del umbral de carga, la GRPC de estudio tiene una eficiencia superior al 95 % y disminuye a medida que aumenta el valor del umbral de carga, siendo de un 90 % para un valor de 500 fC . A partir de los 600 fC puede considerarse que la cámara no detecta nada. Por otro lado, el tamaño medio del *cluster* para 180 fC es de $\sim 2 \text{ pads}$ y disminuye al aumentar el valor del umbral de carga. Para 620 fC se obtiene un tamaño medio del *cluster* de 1 pad (la eficiencia en ese punto no es exactamente nula). Para valores del umbral de carga superiores a los 620 fC la GRPC de estudio no detecta nada.

5.5.3. Estudio de la homogeneidad de las GRPCs

Los estudios de homogeneidad se realizaron durante las campañas de tests de septiembre y octubre de 2010 cuya disposición experimental puede verse en las figuras 5.1 y 5.2. Para este estudio se hizo incidir el haz en diferentes puntos de las dos GRPCs de 1 m^2 de tamaño.

La tensión nominal de trabajo se mantuvo en 7.4 kV para las 4 GRPCs. Las GRPCs 3 y 4 (de 1 m^2) se desplazaron conjuntamente a lo largo de los ejes X e Y, mientras que la posición de las dos primeras (de $33\times 50\text{ cm}^2$) no se varió. En las zonas de las cámaras de estudio, más allá de los 80 cm en X y de 60 cm en Y no pudieron tomarse medidas, debido a que el diseño de los soportes y su colocación en la zona de pruebas lo impedían. Aún así, se consiguió abarcar una importante área de estudio con medidas en 25 regiones diferentes.

En el análisis de este estudio se utilizó el mismo procedimiento seguido en los estudios de la eficiencia y de la multiplicidad en función de la alta tensión y del umbral de carga descritos en las secciones 5.5.1 y 5.5.2. El alineamiento se recalculó para cada posición.

El estudio de la homogeneidad se realiza estudiando el comportamiento de las propiedades de detección de la GRPC en función del *pad* sobre el que incide la partícula, esta posición se determina a partir de la traza reconstruida con el resto de GRPCs.

En la figura 5.17 se muestran los valores de eficiencia que tienen los pads de las GRPCs de estudio. Se observa que la mayor parte de los pads de las GRPCs donde ha incidido el haz tienen valores altos de eficiencia ($>90\%$). Este hecho puede verse con mayor claridad en la figura 5.18 (izquierda) donde se representan los valores de eficiencia calculados para cada uno de los pads por donde han pasado las partículas en las dos GRPCs y, en efecto, la mayor parte de los pads tienen una eficiencia mayor que el 90% .

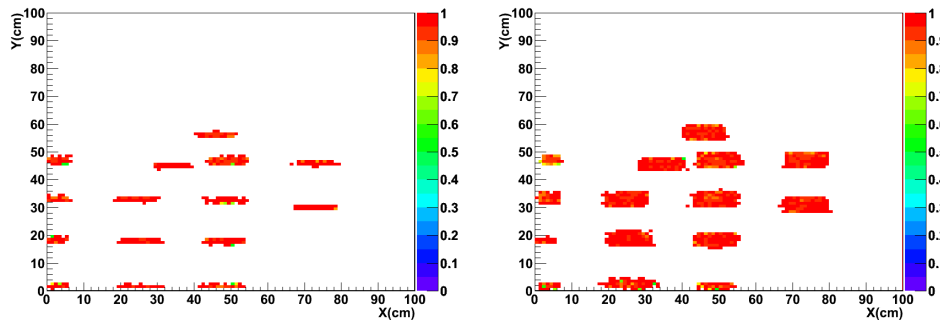


Figura 5.17: Eficiencias en los puntos de medida en las cámaras GRPC3 y GRPC4.

En la figura 5.18 (derecha) se representa la distribución del tamaño medio del *cluster* para cada una de las 25 regiones de incidencia del haz. En promedio, los *clusters* de la GRPC4 tienen un tamaño ~ 4 *pads*, mientras que en la GRPC3 el tamaño es de 2.5 *pads*. La explicación se encuentra en que durante esta campaña de tests la GRPC4 tuvo problemas mecánicos produciéndose un abombamiento de su superficie. Estas pruebas se realizaron tras su reparación y no se puede asegurar que quedara en perfecto estado. Esto implicó posibles pérdidas de gas, regiones de la GRPC con separaciones entre planos distintas con la consecuente diferencia del campo eléctrico de una región a otra, posibles fallos de las conexiones de los *pads* de cobre... Pese a ello, el proceso de detección de la GRPC4 es homogéneo y se obtuvieron altos valores de eficiencia ($>90\%$) para la mayoría de los *pads* de cobre como pueden verse en las imágenes 5.17 (derecha) y 5.18 (izquierda).

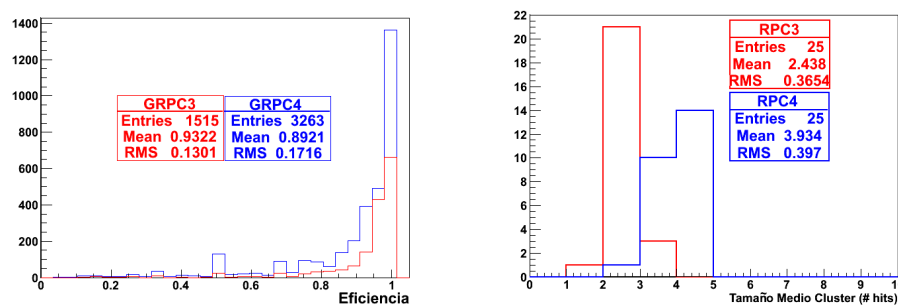


Figura 5.18: Distribuciones de las eficiencias obtenidas en los distintos *pads* (izquierda) y del tamaño medio del *cluster* en las GRPCs de estudio (derecha).

Capítulo 6

Selección de partículas en las muestras de estudio de las pruebas realizadas con el prototipo SDHCAL

RESUMEN: El prototipo SDHCAL construido fue expuesto a haces de partículas (muones, piones y electrones) durante diferentes campañas de pruebas en 2012. Se completó un rango de energía comprendido entre 5 y 80 GeV . En este capítulo se describe el proceso de selección desarrollado mediante la definición de un conjunto de variables basadas en las características físicas y topológicas del prototipo para distinguir entre los diferentes tipos de partículas que formaban parte del haz, así como rechazar los sucesos originados por la radiación cósmica.

6.1. Introducción

La construcción del prototipo de SDHCAL se motivó, por una parte, para comprobar que un calorímetro formado por detectores gaseosos altamente granulados como medio activo puede medir cascadas hadrónicas con una buena resolución en energía además de ser un buen instrumento para describir las trazas dejadas por las partículas incidentes, y por otra, para verificar la viabilidad tecnológica de un calorímetro de estas características.

La electrónica de lectura operó en modo *power-pulsing*, estando inactiva el periodo de tiempo existente entre dos *spills* de partículas. El uso pulsado de la electrónica reduce el consumo energético de los casi 500000 canales de lectura del prototipo en un factor 5.

Este prototipo realiza una lectura semidigital identificando y contabilizando aquellos *pads* que han detectado una señal superior a ciertos umbrales

de discriminación establecidos. A altas energías el núcleo de las cascadas va a ser muy denso y va a generar una gran cantidad de partículas de las que varias de ellas podrán contribuir a la señal en un mismo *pad*. Este hecho hace que al usar una lectura digital se produzca saturación, que puede ser mitigada mediante el uso de una lectura semidigital basada en tres umbrales de discriminación codificados con dos bits de lectura. La lectura semidigital permite distinguir los *pads* que hayan detectado señales de acuerdo al valor de la carga depositada mejorando la resolución en energía.

Para la validación de la tecnología SDHCAL se llevaron a cabo un conjunto de campañas de pruebas durante el año 2012 donde el prototipo fue expuesto a diferentes tipos de haces de partículas en varias áreas experimentales del SPS del CERN. La descripción de estos tests se realiza en la sección siguiente dejando para secciones posteriores la caracterización de las señales obtenidas por las diferentes clases de partículas utilizadas.

6.2. Descripción de las campañas de 2012

En 2012 se llevaron a cabo tres campañas de pruebas, en mayo, septiembre y noviembre, en las áreas experimentales H2 y H4 del SPS del CERN, recolectándose millones de datos que se han utilizado para estudiar las prestaciones del prototipo. Se tomaron datos con haces de piones a 5, 7.5, 10, 15, 20, 25, 30, 40, 50, 60, 70 y 80 *GeV* y de electrones de 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70 y 80 *GeV*. Debido a la alta contaminación de muones en estos runs no fue necesario tomar runs exclusivamente de muones.

Estas campañas de tests fueron pensadas para estudiar las prestaciones del prototipo sin aplicar ninguna corrección de ganancia de la electrónica, utilizándose el mismo valor de ganancia ($g=1$) para todos los canales de lectura del prototipo.

Los valores óptimos de los tres umbrales fueron obtenidos por medio de varios procesos de simulación y se utilizaron, como valores nominales, 114 *fC*, 5 *pC* y 15 *pC* respectivamente. Estos valores deberían ser optimizados mediante la realización de nuevos estudios durante próximas campañas de tests. La mezcla de gas usada fue un 93 % de TetraFluorEtano (TFE), un 5 % de CO_2 y un 2 % de HexaFluoruro de Azufre (SF_6). La alta tensión aplicada en las GRPCs fue de 6.9 *kV*.

La intensidad del haz es un elemento con una importancia capital ya que la eficiencia de las GRPCs decrece cuanto mayor es su intensidad[63]. La tasa de partículas del haz pudo reducirse modificando los parámetros de los elementos ópticos de la línea del haz. De este modo se consiguió que el perfil del haz fuese lo más disperso posible. La intensidad óptima del haz se determinó con la monitorización, *in situ*, de la eficiencia de las GRPCs y se eligió la configuración del haz que permitiese una alta eficiencia ($\sim 90\%$) con la mayor estadística posible. Solo los runs con una tasa de partículas

menor que 1000 partículas/*spill* satisficieron los requisitos anteriores.

Para reducir la contaminación de electrones en los runes de piones se utilizó un blanco de plomo de 4 *mm* de espesor. El uso de este blanco era efectivo para aniquilar electrones para energías mayores que 20 GeV, sin embargo, para valores de energía menores pudo observarse una gran contaminación de electrones.

Se desarrolló un proceso de selección para identificar las señales producidas por cada tipo de partículas que se determina en las siguientes secciones. Tras identificar las señales, se usaron los sucesos producidos por muones para calcular la eficiencia y la multiplicidad de las GRPCs utilizadas, como se verá en el capítulo 7. El resto de las prestaciones (linealidad y resolución en energía del prototipo) fueron estudiadas con las señales producidas por piones y electrones, resultados que se presentarán en el capítulo 8.

6.3. Discriminación entre ruido y los sucesos físicos reales

Durante estas campañas de tests la electrónica de lectura operó en modo pulsado, encendiéndose cuando llegaba la señal de comienzo de *spill* y apagándose cuando llegaba la señal de final de *spill*. Esto permitió realizar una toma de datos de forma continua hasta que el *spill* se acababa o la memoria de los ASICs se llenaba, indicada por la señal *RamFul*. En ese momento la adquisición se detenía para transferir toda la información a la red de PCs, se vaciaba la memoria de los ASICs y los preparaba para continuar con la toma de datos.

Las señales registradas en el prototipo, llamadas *hits*, pueden ser debidas a ruido o a sucesos físicos reales producidos por una partícula cargada, como rayos cósmicos, muones, piones o electrones. Dado que los ASICs registran datos durante todo el tiempo que abarca un *spill* de partículas, se necesita asociar cada *hit* con el paso de cada partícula individual y eliminar aquellos que corresponden a ruido producido entre el paso de dos partículas. Para ello, en primer lugar, se agrupan los *hits* en bloques temporales de 200 *ns*, que es la resolución interna de los ASICs. En la figura 6.1 se representa la distribución del número total de *hits* registrados durante un *spill* de partículas para un run de piones a 40 GeV. En el eje X se representan los bins temporales y en el eje Y el número de *hits* registrados en cada bin. Se observa la existencia de un fondo de señales donde los bins temporales tienen menos de 7 hits (color azul) y sólo algunos otros pocos (verde) donde se tiene un mayor número de *hits*, que serían los candidatos a provenir el paso de una partícula. La línea continua de color rojo representa el valor medio del número de hits por bin temporal que corresponde a $\sim 1.3 \text{ hits}/200 \text{ ns}$.

Para reconstruir un suceso físico real producido por el paso de una partícula se seleccionan las señales de aquellos bins temporales con más de siete *hits* (color verde). Además, se vio que los bins adyacentes contienen *hits* que se deben al paso de la misma partícula, como ocurría en las pruebas realizadas con cámaras individuales en 2011. Por tanto, se realizó una preselección de posibles candidatos a sucesos reales tomando un máximo local con más de siete *hits* junto a sus dos bins temporales adyacentes. Esta selección permite sustraer la mayor parte de sucesos de ruido sin eliminar sucesos causados por cascadas.

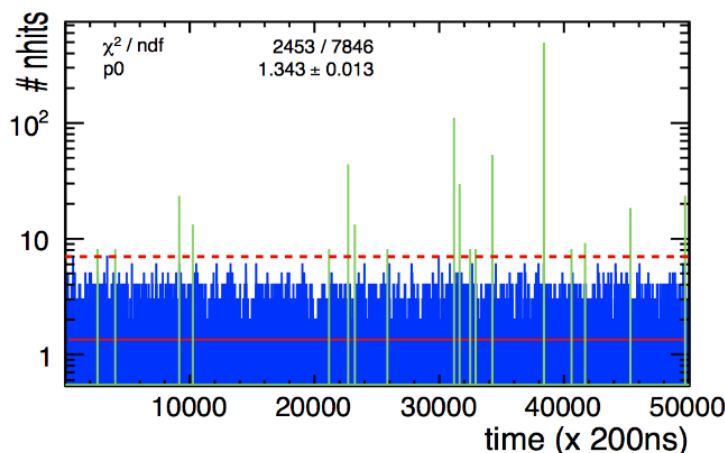


Figura 6.1: Distribución temporal de los *hits* registrados en un *spill* para un haz de piones a 40 *GeV* donde la línea continua representa el valor medio de *hits* por bin temporal y la línea discontinua se corresponden con el corte impuesto para la selección de los sucesos físicos reales.

Tras esta selección, se encuentran sucesos con un alto número de hits que se concentran en tan solo una o varias GRPCs y claramente se deben a ruidos electrónicos, como se muestra en el ejemplo de la figura 6.2. Puede verse que este tipo de sucesos tiene una distribución topológica que lo convierte en un suceso que no puede ser producido por una partícula. La eliminación de este tipo de sucesos se consigue de una forma sencilla exigiendo que los *hits* registrados se distribuyan como mínimo en cinco GRPCs.

Una vez identificados los sucesos físicos reales se puede hacer una estimación del número de *hits* de ruido que pueden encontrarse en ellos. Tras eliminar de la muestra los sucesos reales, puede contabilizarse el número de *hits* de ruido en cada bin temporal de 200 *ns*, tal y como se muestra en la figura 6.3, obteniéndose un promedio de 0.35 *hits* por bin. De este modo, se estima que hay 1 *hit* de ruido en un suceso físico real. Esta cantidad de ruido puede considerarse despreciable siendo mucho menor que la fluctuación estadística del número total de *hits* de una cascada hadrónica a energías superiores a los 5 *GeV*.

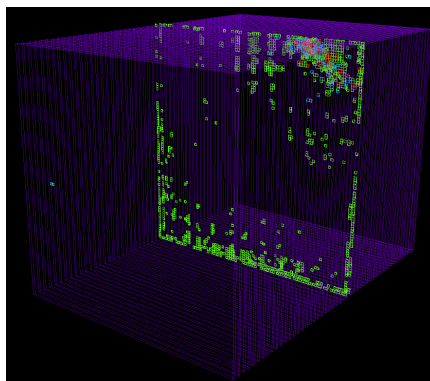


Figura 6.2: Ejemplo de un suceso de ruido que concentra la inmensa mayoría de hits en una única GRPC.

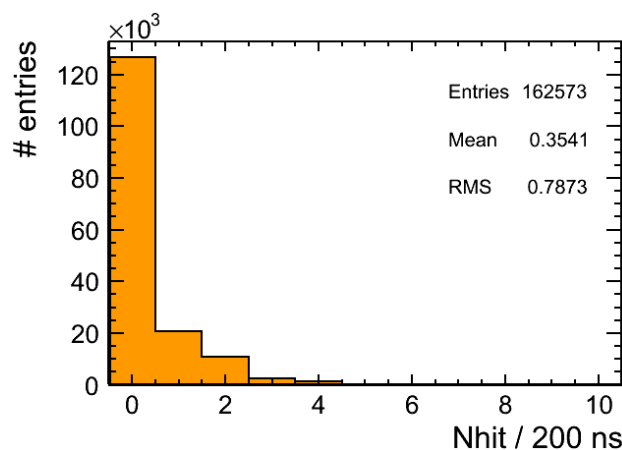


Figura 6.3: Distribución del número de hits de ruido en un bloque temporal de 200 ns para el prototipo completo encontrándose un valor medio de 0.350 hits por bloque.

6.4. Selección de las partículas procedentes del haz

Los sucesos físicos reales identificados son aquellos que se deben al paso de partículas a través del prototipo (piones, electrones, muones del haz o rayos cósmicos) pero también pueden encontrarse algunos sucesos de ruido que no han sido eliminados con las condiciones de la sección 6.3.

En la figura 6.4 se representa la distribución del número total de hits (N_{hit}), normalizada al número total de entradas y en escala logarítmica, de toda la selección de sucesos físicos reales para haces de piones a 7.5 GeV (rayado negro), 40 GeV (línea azul) y 80 GeV (superficie amarilla).

Los dos primeros picos no dependen de la energía del haz y se deben, principalmente, a rayos cósmicos y a muones del haz respectivamente. Por

otro lado, el tercer pico se debe a sucesos producidos por piones. Se observa que el número de *hits* de las cascadas depende directamente de la energía del haz, llegando a superponerse las distribuciones de piones y muones a bajas energías.

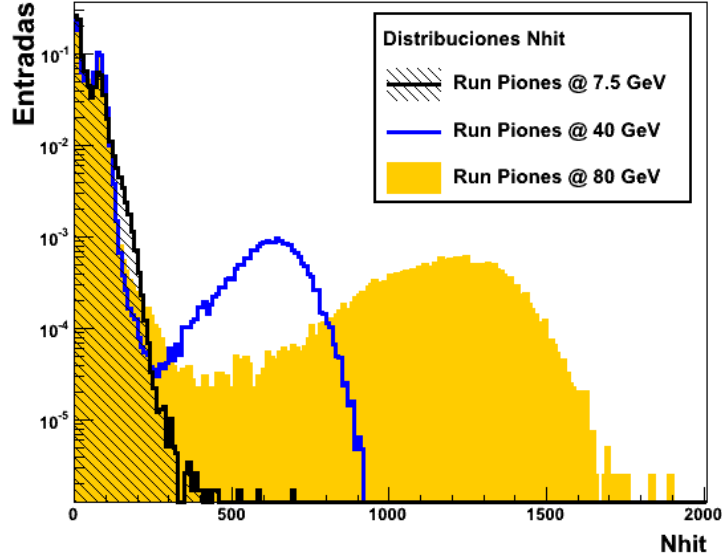


Figura 6.4: Distribuciones del número total de hit (N_{hit}) para haces de piones a 7.5 GeV (rayado negro), 40 GeV (línea azul) y 80 GeV (superficie amarilla).

En esta sección se va a describir el proceso de selección de los sucesos de interés, eliminando gran parte de la contaminación debida a rayos cósmicos (para eliminarlos completamente se necesitarán de cortes adicionales que se describirán en las secciones siguientes), algunos sucesos en los que se produjeron fallos en la electrónica dando lugar a una pérdida parcial de la información y un remanente de sucesos de ruido.

Gracias a la gran segmentación y a la alta granularidad del prototipo, puede describirse la trayectoria que sigue una partícula en su interior mediante la reconstrucción de la traza con los *hits* registrados en cada GRPC. Para ello, se va a exigir que la partícula deje señal en al menos 5 GRPCs cercanas entre sí. Debido a la alta eficiencia de las GRPCs ($\sim 94\%$) la probabilidad de que en un suceso se encuentren tres de ellas seguidas sin señal va a ser despreciable. De este modo, dos GRPCs se consideran cercanas cuando entre ellas haya menos de tres planos seguidos sin señal.

En la figura 6.5 se representan las proyecciones en X (cm) (izquierda) y en Y (cm) (derecha) de los *hits* registrados en cada GRPC. En los sucesos de este tipo no se puede reconstruir una traza y, por tanto, no serán de interés para los estudios posteriores, representando sólo entre el 5 y el 8 % del número total de sucesos.

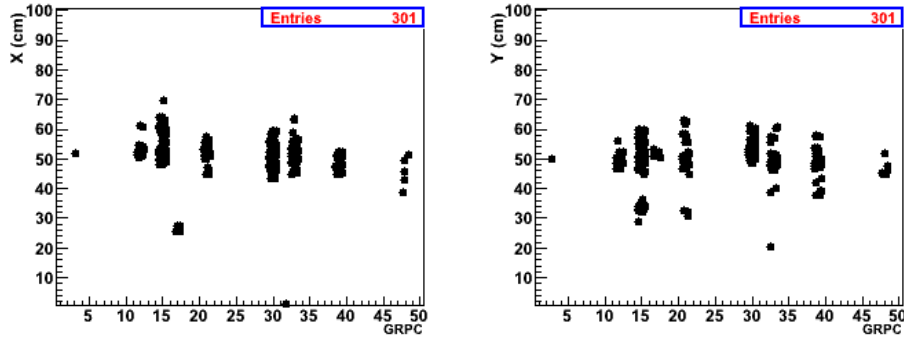


Figura 6.5: Ejemplo de un suceso con el que no se puede reconstruir una traza. En el eje X de ambas figuras se representa el número de las GRPCs y en el eje Y las posiciones X (imagen izquierda) e Y (imagen derecha) de los *hits* registrados.

Una partícula del haz ha de pasar por las primeras GRPCs del prototipo, ya que el haz incide perpendicularmente en una región amplia y centrada del mismo. Debido a la alta eficiencia de detección de las GRPCs, la probabilidad de encontrar un suceso producido por una partícula que proceda del haz que no deje señal en ninguna de las dos primeras GRPCs es prácticamente despreciable ($\sim 0.36\%$). Puede asumirse, entonces, que una partícula del haz va a dejar señal en al menos una de las dos primeras GRPCs.

Esta condición elimina una gran fracción de sucesos producidos por rayos cósmicos, pues este tipo de partículas pueden atravesar el prototipo por cualquier parte y podrían hacerlo más allá de la tercera GRPC, como se observa en el ejemplo de la figura 6.6. También se eliminan sucesos producidos por piones en los que no se registran señales en una primera parte del prototipo, como el que se muestra en el ejemplo de la figura 6.7. Algunos sucesos de este tipo se deben a problemas de eficiencia derivados de la intensidad del haz. Aunque se ha intentado reducir la intensidad del haz, ésta es mayor en el centro de los planos detectores del prototipo que en otros puntos, pudiéndose encontrar algunos momentos en los que la tasa de partículas puede ser demasiado alta. El efecto es una acumulación de carga que reduce localmente el campo eléctrico, y por tanto la ganancia, disminuyendo la eficiencia de los detectores. El efecto resulta más visible en los primeros planos, antes de que se desarrolle la cascada, porque se deposita mucha menos energía y las GRPCs pueden no detectar el paso de las partículas, pero puede ocurrir en cualquier parte del prototipo, como puede verse en la figura 6.8. Esto afecta a la resolución aunque no se espera que sea una influencia muy grande. Este problema no estará presente en los experimentos de colisionadores lineales porque las tasas esperadas se encuentran dentro del rango de operación óptima de las GRPCs. Por otro lado, también se han observado

algunos problemas relacionados con la electrónica o la adquisición de datos, porque se pierden todas las señales de planos consecutivos, incluso en la zona donde se ha desarrollado la cascada, como puede verse en el ejemplo de la figura 6.9.

Para eliminar sucesos como el de la figura 6.8 se exige que se registre señal en al menos 4 GRPCs cercanas de las diez primeras o bien en 3 GRPCs cercanas de las 6 primeras del prototipo. Mientras que los sucesos como el de la figura 6.9 son identificados exigiendo la existencia de 3 GRPCs seguidas sin señal entre dos bloques con al menos 5 GRPCs cercanas con señal.

De esta forma, un suceso va a considerarse compatible con una partícula que procede del haz si se puede reconstruir una traza con los *hits* registrados en el prototipo, si se encuentran *hits* en las primeras GRPCs y si existen menos de tres GRPCs seguidas sin señal entre grupos de GRPCs con señal.

En la figura 6.10 se muestra la distribución del número total de *hits* (superficie sólida amarilla) para haces de piones a 7.5 GeV (izquierda) y 80 GeV (derecha) junto a las distribuciones del número de *hits* para aquellos sucesos que han sido preseleccionados como partículas procedentes del haz (línea azul) y del número de *hits* de eventos producidos por rayos cósmicos y sucesos problemáticos (rayado negro).

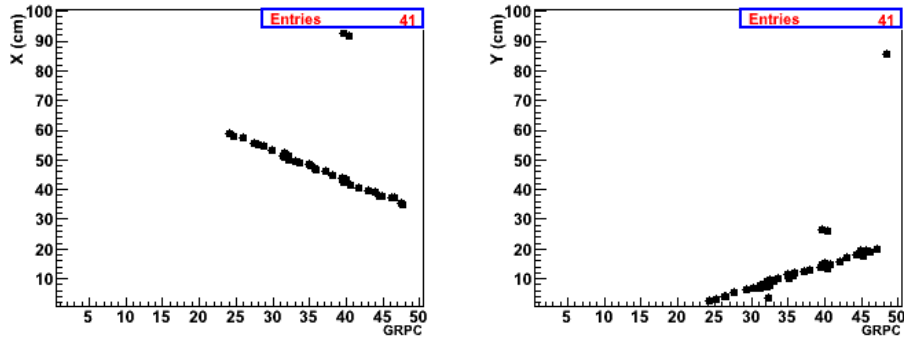


Figura 6.6: Ejemplo de un suceso debido a un cósmico que entra en el prototipo más allá de la segunda GRPC.

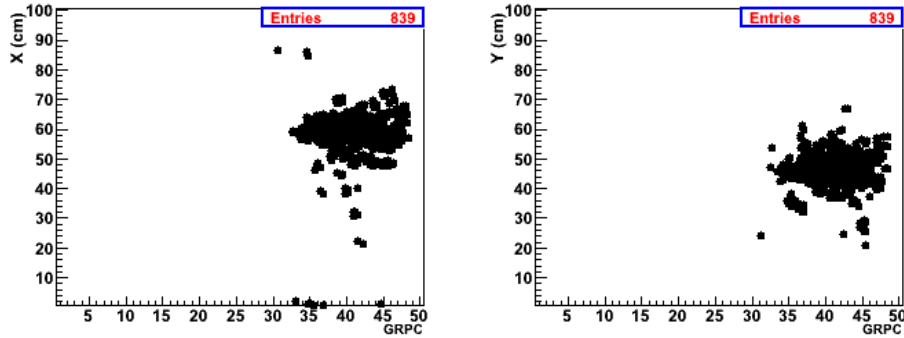


Figura 6.7: Ejemplo de un suceso debido a un pion de 80 GeV registrándose señal únicamente en el último tercio del prototipo.

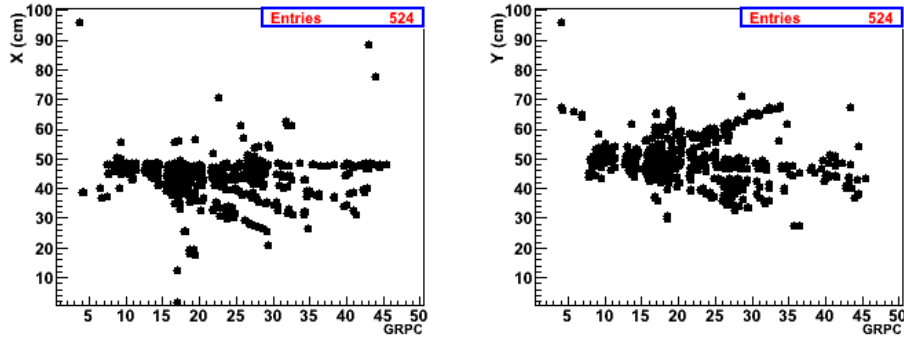


Figura 6.8: Ejemplo de un suceso debido a un pion de 80 GeV que deja poca señal en las primeras GRPCs.

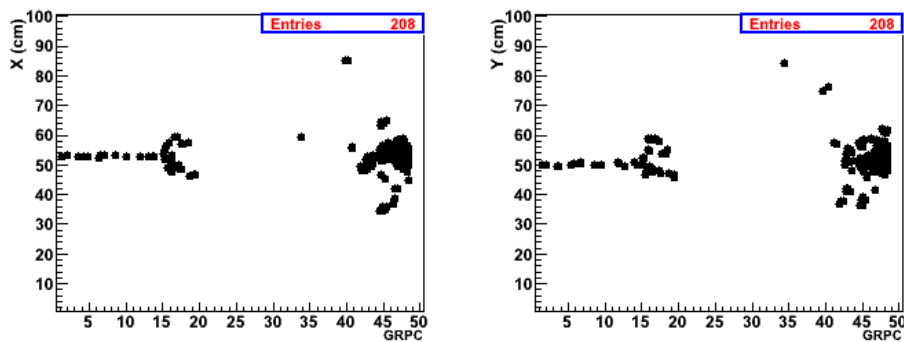


Figura 6.9: Ejemplo de un suceso producido por un pion con muchas GRPCs seguidas sin señal entre dos bloques GRPCs con señal.

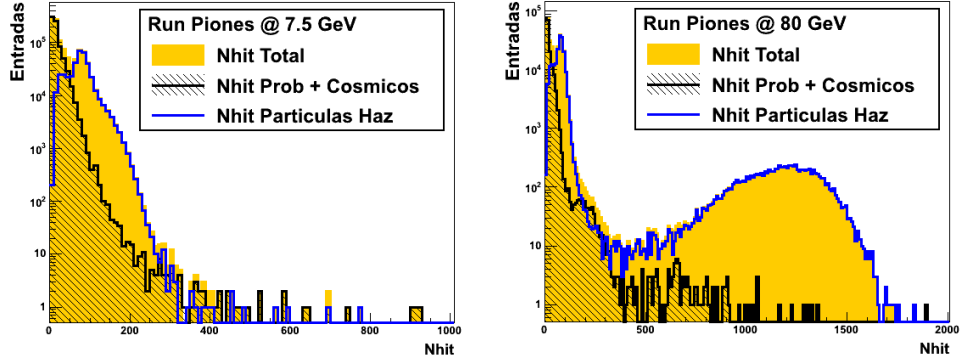


Figura 6.10: Distribución del número de *hits* de los sucesos preseleccionados como partículas del haz (línea azul) frente al número total de *hits* (amarillo sólido) y el número de *hits* de eventos procedentes de rayos cósmicos y sucesos problemáticos (rayado negro) para runes de piones a 7.5 *GeV* (izquierda) y 80 *GeV* (derecha).

6.5. Selección de muones

Después de aplicar los cortes anteriores, la muestra restante contiene mayoritariamente muones que proceden del haz, piones y electrones, aunque dentro de este conjunto existen sucesos producidos por rayos cósmicos que no han podido eliminarse porque han dejado señal en las primeras GRPCs. Cada tipo de partículas interacciona de un modo diferente en el interior del prototipo. Pueden utilizarse las distintas características de cada partícula, como su grado de interacción, su capacidad de penetración o la inclinación angular a su entrada al prototipo, para poder separar los sucesos producidos por muones del haz y rayos cósmicos de aquellos originados por partículas que generan cascadas y, también, para distinguir los sucesos producidos por muones que provienen del haz de los producidos por rayos cósmicos.

En general, la mayor parte de los muones pueden considerarse como MIPs y sus pérdidas de energía, que se deben a procesos de ionización, siguen la fórmula de Bethe-Bloch descrita en la sección 1.2. Estas partículas atraviesan todo el calorímetro sin inducir nuevas partículas, por lo que en cada GRPC dejan señales en uno o pocos *pads*. Se van a poder identificar estas partículas por medio de la densidad de un suceso y por el número máximo de *hits* que se registran en una única GRPC del prototipo.

La densidad se define como el promedio del número de hits por cámara con señal:

$$densidad = \frac{Nhít}{Nplanos} \quad (6.1)$$

donde *Nhít* es el número total de *hits* y *Nplanos* es el número de GRPCs con señal.

Por otro lado, se usará también el número máximo de *hits* registrados en una única GRPC. Aunque el nivel de ruido de los sucesos reales es prácticamente despreciable, como pudo verse en la sección 6.3, en vez de usar el número máximo de *hits* se utilizará el segundo máximo (hit_{max_2}) definido como aquel que contenga el segundo mayor número de *hits* registrados en una cámara, para minimizar la probabilidad de no identificar como un muon un suceso originado por un muon en el que a su vez se haya producido ruido en una GRPC.

En la figura 6.11 se representan las distribuciones de la densidad (izquierda) y del hit_{max_2} (derecha) para haces de piones a 7.5 GeV (línea azul), a 40 GeV (rayado negro) y a 80 GeV (fondo amarillo), en escala logarítmica y normalizadas al número de entradas.

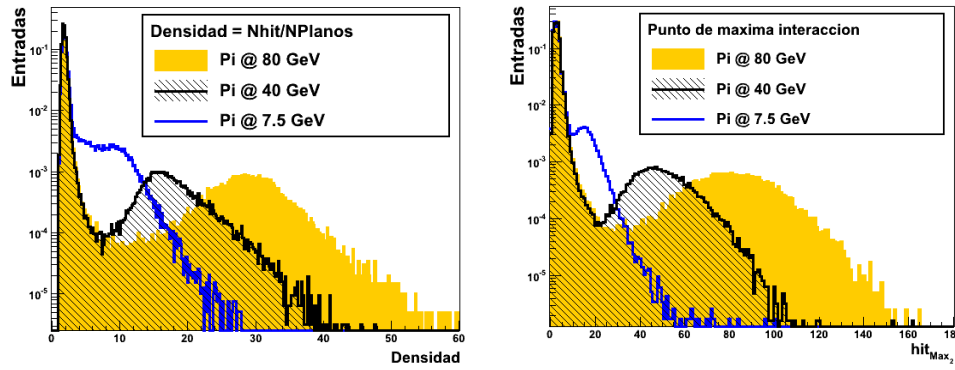


Figura 6.11: Distribución de la densidad (izquierda) y de hit_{max_2} (derecha), en escala logarítmica y normalizadas con el número de entradas, para haces de piones a 7.5 GeV (línea azul), a 40 GeV (rayado negro) y a 80 GeV (fondo amarillo).

El comportamiento de estas dos variables es similar al del número de *hits*. Para valores bajos de estas variables existe un pico independiente de la energía del haz, como se ve con más detalle en la figura 6.12 donde se muestran estas dos variables solamente para las regiones con *densidad* < 5 y hit_{max_2} < 10. Este pico se debe a sucesos producidos por rayos cósmicos y muones procedentes del haz que pueden considerarse como MIPs de acuerdo con sus interacciones en el prototipo.

Por otro lado, en la figura 6.11 se distingue un segundo pico que depende de la energía del haz y se debe a las cascadas producidas por piones y electrones. A bajas energías estas cascadas son más pequeñas y se absorben en pocos planos y su distribución se solapa con la de rayos cósmicos y muones del haz que atraviesan muchos planos produciendo pocos *hits* en cada uno.

En las figuras de 6.12 se representa el corte impuesto (línea rosa) tanto en la densidad como en el hit_{max_2} para separar la mayoría de los sucesos producidos por muones del haz y rayos cósmicos de aquellos que se deben a

piones o electrones. Esta selección se podrá realizar exigiendo que:

$$\text{densidad} < 2.5 \text{ o } \text{hit}_{\text{max}_2} < 5 \quad (6.2)$$

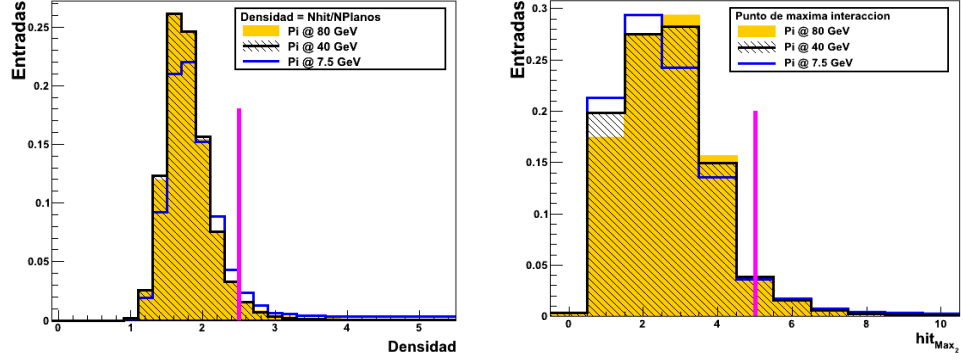


Figura 6.12: Distribución de las regiones densidad <5 (izquierda) y $\text{hit}_{\text{max}_2} < 10$ (derecha) para los haces de piones a 7.5 GeV (línea azul), a 40 GeV (rayado negro) y a 80 GeV (fondo amarillo) en escala lineal. La línea vertical de color rosa representa el corte establecido para separar los sucesos producidos por muones del haz y rayos cósmicos de las cascadas.

En los cortes que se acaban de describir para separar los muones del haz y los rayos cósmicos de los piones y los electrones, no se ha tenido en cuenta que algunos muones además de ionizar el medio pueden generar pequeñas cascadas, como en el ejemplo de la figura 6.13, por lo que la muestra seleccionada de piones y electrones, puede contener también algunos muones del haz y rayos cósmicos, como se evidencia en la figura 6.14 donde se representa la distribución del número de *hits* en la muestra identificada como electrones y piones según los cortes anteriores para los haces de piones a 7.5 GeV (línea azul), a 40 GeV (rayado negro) y a 80 GeV (fondo amarillo). En la distribución que se obtiene para la energía de 7.5 GeV se distingue un solo pico debido a que la contribución debida a piones y electrones se superpone con las otras dos, confundiéndose las distintas contribuciones de cada tipo de partícula.

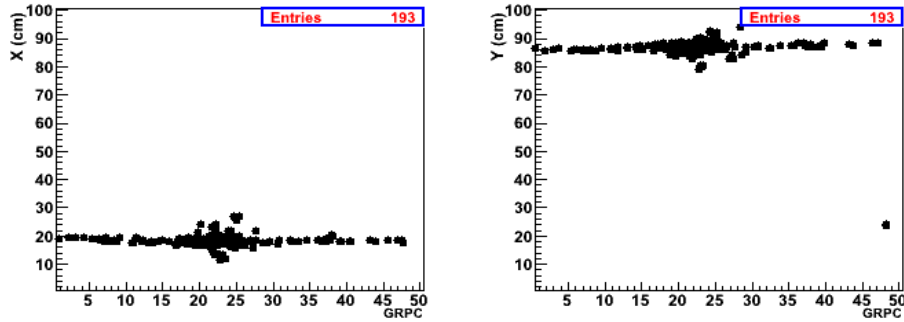


Figura 6.13: Ejemplo de un suceso debido a un muon que produce una cascada a su paso a través del prototipo.

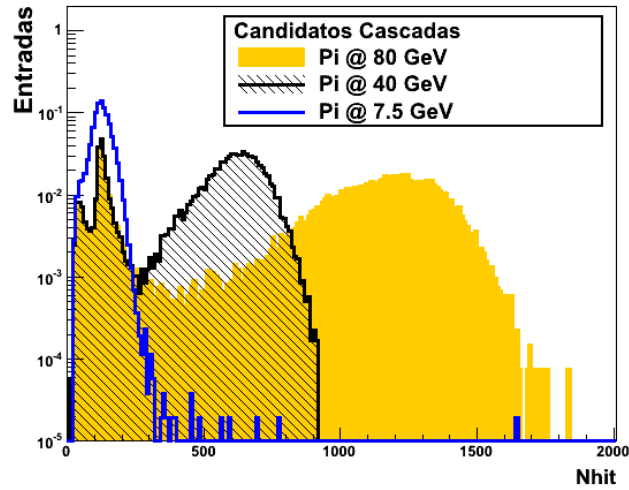


Figura 6.14: Distribución del número de *hits* de los sucesos que se considera han dado lugar a cascadas según los cortes dados por la condición 6.2 para los datos tomados con haces de piones a 7.5 *GeV* (rayado negro), a 40 *GeV* (línea azul) y a 80 *GeV* (fondo amarillo).

Para eliminar esta contaminación de muones se van a aplicar cortes adicionales que están basados en una combinación de la densidad y en el número de cámaras en las que se registra señal. En la figura 6.15 se representa la distribución de la densidad para valores menores que 20 para los datos tomados con haces de piones a 7.5 *GeV* (línea azul), 40 *GeV* (rayado negro) y 80 *GeV* (fondo amarillo). El primer pico de la distribución corresponde a muones del haz y a rayos cósmicos y puede verse que se extiende más allá del valor de 2.5 utilizado previamente como corte para la selección de muones, y que, para valores de bajas energías, este pico se superpone con el originado por piones o electrones. Aumentando el valor de este corte, se eliminarían también sucesos de piones y electrones. Para poder distinguir cuales de los sucesos

corresponden a cascadas, se puede tener en cuenta que un pión o un electrón de baja energía pueden dar lugar a un suceso de baja densidad, pero, a su vez, el número de planos en los que se registran señal no será muy grande.

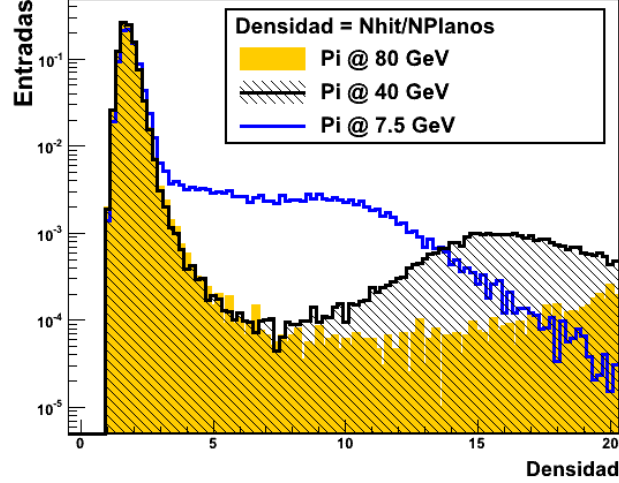


Figura 6.15: Distribución de la densidad para valores menores que 20 para los haces de piones tomados a 7.5 GeV (línea azul), 40 GeV (rayado negro) y 80 GeV (fondo amarillo).

Sin embargo, los muones son partículas muy penetrantes y, como inciden perpendicularmente sobre el prototipo, pueden distinguirse de piones y electrones de baja energía considerando que atraviesan todo el calorímetro dejando señal en prácticamente todas las GRPCs, mientras que las cascadas de piones y electrones de baja energía producen señal solo en algunos planos. Dividiendo el prototipo en cuatro regiones se pueden seleccionar los muones del haz si se cumple la que se llamó *condición de penetrabilidad*:

- Planos 01-10 Al menos 7 planos con señal.
- Planos 11-20 Al menos 7 planos con señal.
- Planos 21-35 Al menos 9 planos con señal.
- Planos 35-48 Al menos 8 planos con señal.

Los sucesos producidos por muones del haz que inducen una cascada a su paso por el prototipo:

$$\text{densidad} < 5 \text{ hits/plano y condición de penetrabilidad} \quad (6.3)$$

Al aplicar este corte además de encontrar sucesos producidos por muones que pasan a través del prototipo, se tienen sucesos como el que se muestra en el ejemplo de la figura 6.16, donde se representa un pión que interacciona al final del prototipo escapándose la mayor parte de su cascada.

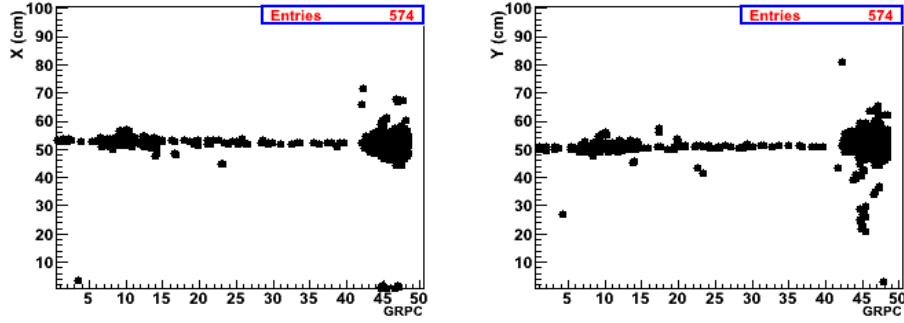


Figura 6.16: Ejemplo de un pion que produce la cascada al final del prototipo.

Los cortes definidos por la condición 6.2 permitieron la selección de la mayor parte de los muones procedentes del haz y de los rayos cósmicos. Aplicando la *condición de penetrabilidad* se va a poder distinguir entre los muones del haz y los rayos cósmicos presentes en esta muestra.

En la figura 6.17 se observa la distribución del número de *hits* de todos los sucesos preseleccionados como provenientes del haz (fondo amarillo) y de las distribuciones del número de *hits* de muones del haz (línea azul) y de rayos cósmicos (rayado negro), para haces de piones a 7.5 GeV (izquierda) y 80 GeV (derecha). En las figuras 6.18 y 6.19 se representan los ejemplos de dos sucesos debidos al paso de un rayo cósmico y un muon del haz a través del prototipo.

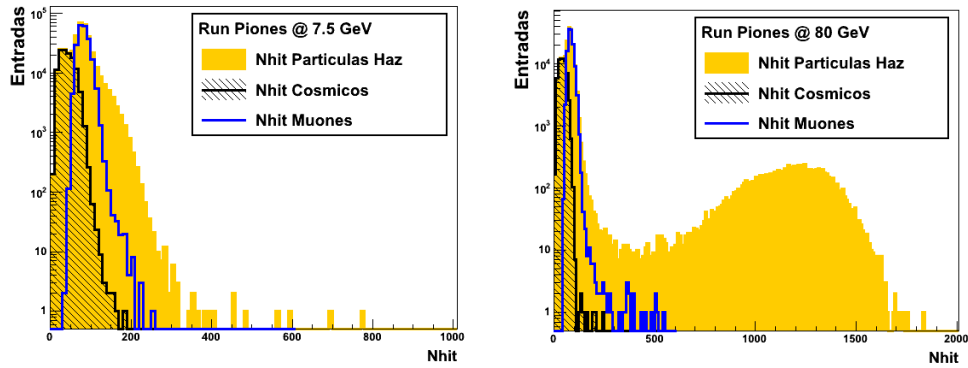


Figura 6.17: Distribución del número de *hits* debidos a partículas preseleccionadas como procedentes del haz (fondo amarillo) y la separación de las distribuciones del número de *hits* de muones del haz (línea azul) y de rayos cósmicos (rayado negro) que cumplen el corte dado por la condición 6.2 para haces de piones a 7.5 GeV (izquierda) y 80 GeV (derecha).

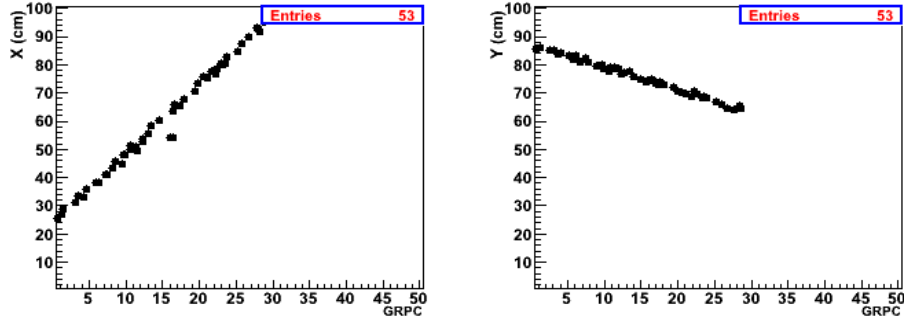


Figura 6.18: Ejemplo de un suceso debido al paso de un rayo cósmico a través del prototipo.

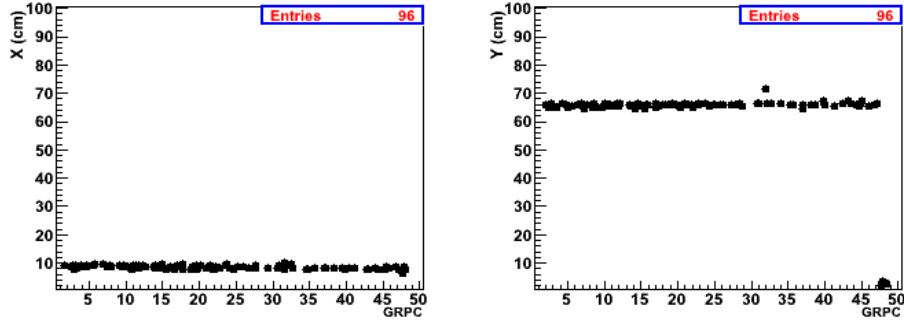


Figura 6.19: Ejemplo de un suceso debido a un muon del haz que pasa a través del prototipo.

6.6. Eliminación de rayos cósmicos.

Los cortes definidos anteriormente, sin embargo, no permiten eliminar aquellos sucesos originados por un rayo cósmico que produzca una cascada dentro del prototipo, puesto que, mientras que los muones del haz inciden perpendicularmente en el prototipo y dejan señal en casi todas las GRPCs, los rayos cósmicos pueden proceder desde cualquier dirección por encima del prototipo con un flujo proporcional a $\cos^2 \theta$ siendo θ el ángulo de incidencia de los rayos cósmicos con la dirección vertical. Por tanto, los rayos cósmicos pueden incidir en cualquier punto del prototipo atravesándolo sin recorrerlo completamente en la inmensa mayoría de las ocasiones.

Se puede utilizar, por tanto, el ángulo de la partícula incidente como variable para rechazar rayos cósmicos. Este ángulo se obtiene reconstruyendo la traza de una partícula a su paso por el prototipo. Para ello, se consideran sólo los hits registrados en las 10 primeras GRPCs en cada suceso. Hay que recordar que todos los rayos cósmicos que inciden más allá del segundo plano han sido previamente eliminados con el corte descrito en la sección 6.5, al

igual que los rayos cósmicos de poca densidad y con un hit_{max2} bajo, de acuerdo a la condición 6.2.

Una partícula que pasa por una GRPC recorre una distancia de 2.8 cm , entre medios absorbente y activo, de tal manera que el uso de los 10 primeros planos supone considerar los 28 cm iniciales del prototipo atravesados por la partícula, distancia suficiente para poder reconstruir una traza cuyo ángulo permita distinguir entre rayos cósmicos y partículas procedentes del haz.

A cada *hit* registrado se le asocia una posición en el espacio tridimensional XYZ. Las coordenadas X e Y se definen por el propio plano de las GRPCs y corresponden, para cada uno de los *hits*, a la posición central del pad donde se registró la señal. La coordenada Z viene dada por el eje que marca la profundidad del prototipo y se obtiene a partir de la posición de la GRPC. Para cada plano, se considera como punto de paso de la partícula el obtenido al calcular los valores medios de las posiciones X e Y de todos los *hits* de una misma GRPC. Con estas posiciones se realiza un ajuste por el método de mínimos cuadrados y se obtiene una línea recta y los valores de las pendientes y por tanto los ángulos. En el ajuste realizado para reconstruir las trazas de las partículas no se lleva a cabo ninguna clase de agrupación de los *hits* registrados para formar *clusters* como en el estudio de las GRPCs descrito en el capítulo 5.

En la figura 6.20 se representa la distribución de las pendientes obtenidas para un haz de piones a 80 GeV con las posiciones de las señales seleccionadas con los cortes definidos anteriormente, donde m_x (izquierda) corresponde a la pendiente de la línea recta obtenida con los valores medios de X mientras que m_y (derecha) es la pendiente de la línea recta obtenida con los valores medios de Y.

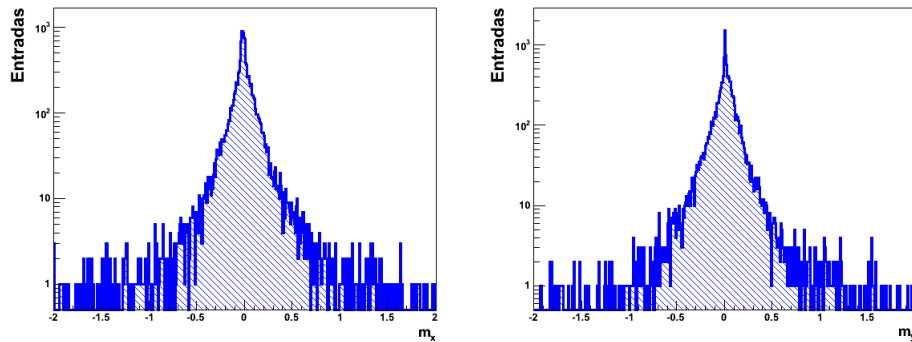


Figura 6.20: Distribución de las pendientes para un haz de piones a 80 GeV del ajuste por mínimos cuadrados en la dirección X (izquierda) y en la dirección Y (derecha) tras aplicar los cortes definidos en el texto.

Ambas distribuciones tienen un claro pico centrado en 0, lo que quiere decir que la mayoría de los sucesos se deben a partículas que proceden del haz.

Aquellos sucesos producidos por rayos cósmicos tendrán una pendiente bastante más grande que da lugar a la cola que se observa en las distribuciones de la figura 6.20. Gran parte de este tipo de sucesos podrá seleccionarse si se cumple una de las siguientes condiciones angulares:

$$\begin{aligned} |m_x| &> 0.3 \text{ y } |m_y| > 0.3 \\ |m_x| &> 0.5 \text{ o } |m_y| > 0.5 \end{aligned} \quad (6.4)$$

En la figura 6.21 se representan las distribuciones del número de *hits* debidos a los sucesos candidatos a cascadas (fondo amarillo), que se habían seleccionado previamente (ver figura 6.14) y que todavía contenían muones del haz o rayos cósmicos, para un haz de piones a 7.5 GeV (izquierda) y a 80 GeV (derecha). Aplicando a esos sucesos los cortes definidos por 6.3 se obtiene la distribución del número de *hits* producidos por muones que generan una cascada a su paso por el prototipo (rayado negro). Si se aplican los cortes definidos por 6.4 se obtiene la distribución del número de *hits* de aquellos sucesos producidos por rayos cósmicos (línea azul). Para el haz de piones a 7.5 GeV se observa que la distribución de *Nhit* originados por los sucesos candidatos a cascadas engloba las distribuciones de los *hits* producidos por muones y cósmicos como se había mencionado anteriormente.

Aplicando estas condiciones angulares se seleccionan sucesos como el ejemplo de la figura 6.22 donde se representa el rastro dejado por un rayo cósmico entrando en el prototipo por la primera GRPC.

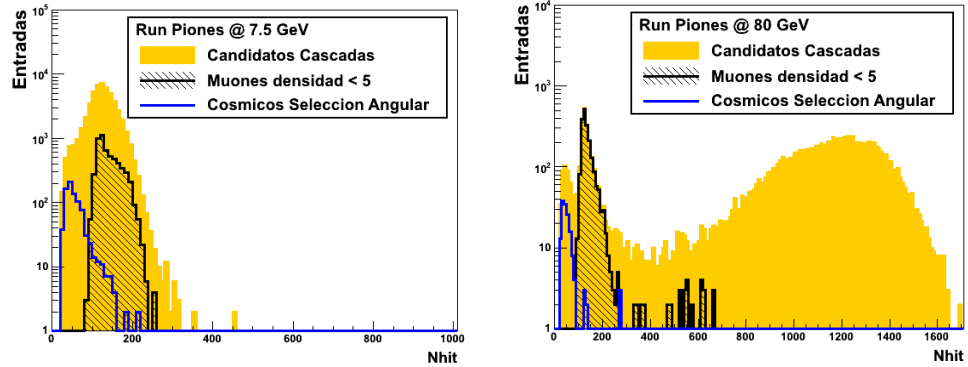


Figura 6.21: Distribuciones del número de hits debidos a los sucesos candidatos a cascadas (fondo amarillo), del número de hits producidos por muones que interaccionan a su paso por el prototipo (rayado negro) y de aquellos sucesos producidos por cósmicos seleccionados por los cortes angulares anteriores dados por 6.4 (línea azul) para un haz de piones a 7.5 GeV (izquierda) y de 80 GeV (derecha).

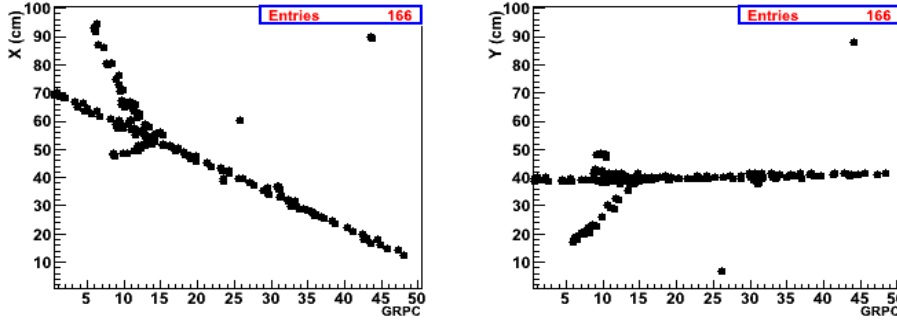


Figura 6.22: Ejemplo de un suceso debido a un rayo cósmico que produce una pequeña cascada y es seleccionado con los cortes dados por 6.4

6.7. Selección de piones y electrones

Los cortes definidos hasta ahora permiten la identificación de señales producidas por ruidos electrónicos, rayos cósmicos y muones procedentes del haz. Todos aquellos sucesos que no han sido eliminados por esos cortes se consideran compatibles con partículas que han generado una cascada a su paso a través del prototipo. En la figura 6.23 se representan las distribuciones del número de *hits* producidos por los sucesos candidatos a cascadas para los datos tomados con haces de piones a 7.5 GeV (línea azul), 40 GeV (rayado negro) y 80 GeV (fondo amarillo).

Las distribuciones a 40 GeV y 80 GeV siguen conteniendo un pico en la región de bajo número de *hits* que no depende de la energía y no puede atribuirse a las cascadas generadas por piones o electrones. Este pico no es visible a 7.5 GeV porque se superpone con el originado por piones o electrones. Esto indica que la muestra de las cascadas generadas por piones o electrones se encuentra contaminada por otros sucesos que no han conseguido eliminarse con los cortes definidos hasta ahora.

Tras visualizar los eventos de ese primer pico, se encontraron varios tipos de ellos que no se correspondieron a cascadas. En algunos casos se observaron rayos cósmicos con una densidad mayor que 2.5 y que no fueron eliminados de la muestra ya que no cumplieron con el corte angular dado por 6.4. En otros casos se encontraron señales que fueron atribuidas a algún tipo de ruido o posibles restos de cascadas electromagnéticas producidas por la interacción de electrones con material de la zona de pruebas antes de alcanzar el prototipo, como el ejemplo que se muestra en la figura 6.24.

Para $N_{hit} > 100$, se registraron sucesos con señales producidas por varias partículas que pasaron a la vez a través del prototipo, como los dos muones de la figura 6.25 o los piones y electrones de la figura 6.26. Este tipo de sucesos producen un número mayor de hits que el esperado.

La selección en esta muestra de aquellos sucesos de interés, que son los producidos por el paso de un único pion o electrón, va a realizarse haciendo uso de la topología de las cascadas que producen estos dos tipos de partículas. Esta topología, que diferirá de lo obtenido en los otros sucesos que contaminan la muestra de estudio, permitirá, además, distinguir entre piones y electrones gracias al diferente desarrollo dentro del prototipo de las cascadas hadrónicas y electromagnéticas. Para caracterizar las cascadas se realizará un estudio de su comportamiento longitudinal y transversal con el que poder establecer determinados patrones de comportamiento que permitan diferenciar los distintos tipos de sucesos. Finalmente, además del desarrollo de la cascada, se utilizará también la información del plano en el que se inicia la cascada.

En esta sección se introducen una serie de variables que serán usadas posteriormente para la selección final de los sucesos producidos por electrones y piones, y para distinguir entre ambos.

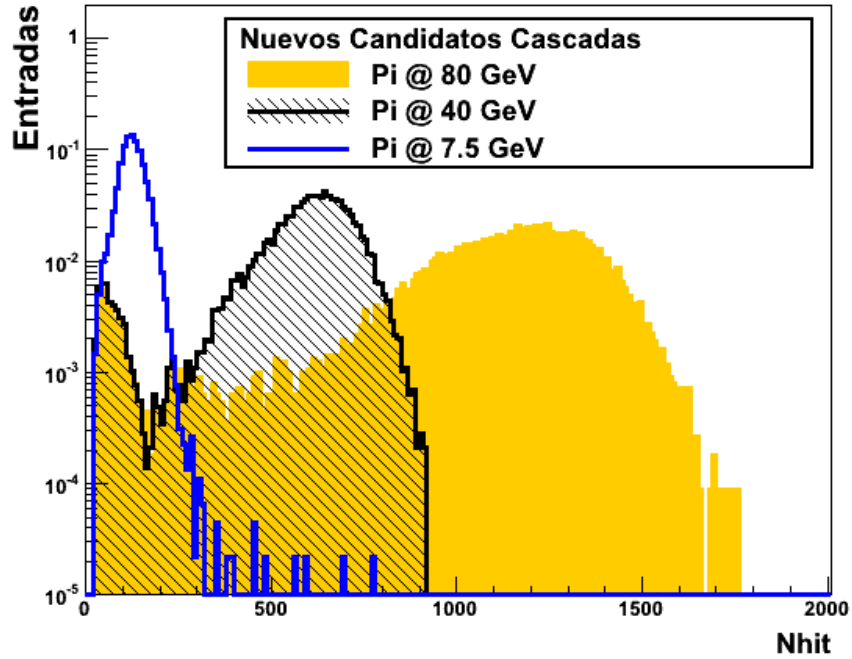


Figura 6.23: Distribuciones del número de hits producidos por los sucesos candidatos a cascadas para haces de piones a 7.5 GeV (línea azul), a 40 GeV (rayado negro) y a 80 GeV (fondo amarillo).

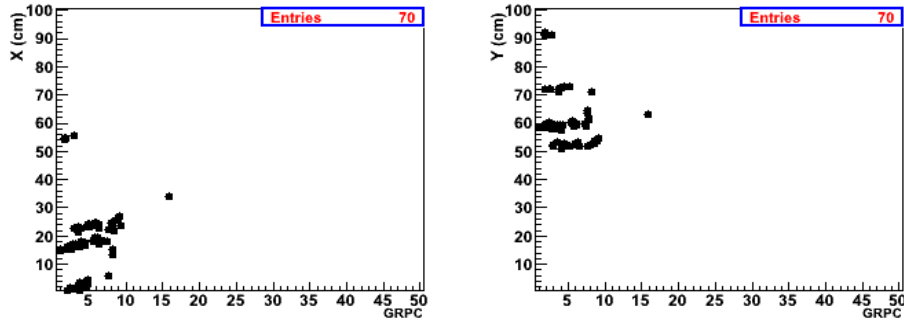


Figura 6.24: Ejemplo de un suceso debido a algún tipo de ruido o posibles restos de cascadas electromagnéticas producidas por la interacción previa de electrones con material de la zona de pruebas.

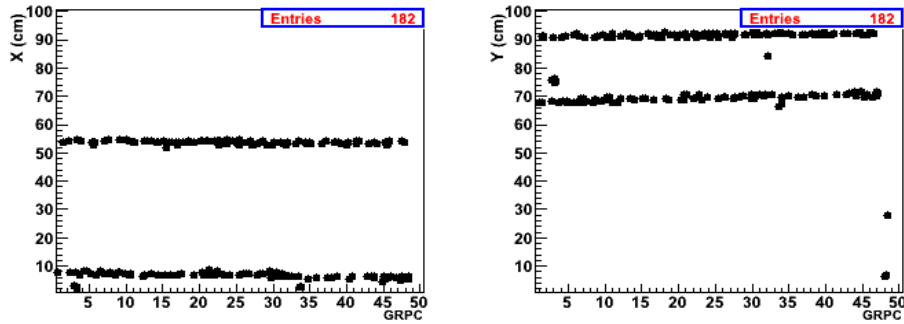


Figura 6.25: Ejemplo de la detección de dos muones que atraviesan el prototipo simultáneamente.

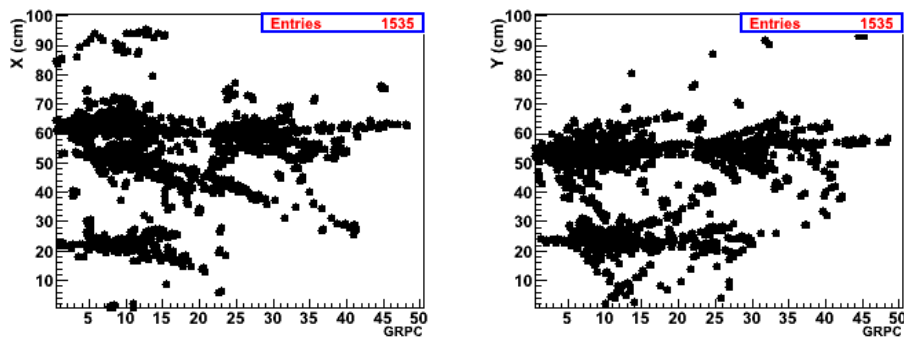


Figura 6.26: Ejemplo de la detección de varios piones y electrones que atraviesan el prototipo al mismo tiempo.

6.7.1. Variables de selección basadas en los desarrollos longitudinal y transversal de una cascada

Con el **desarrollo longitudinal** de una cascada se evalúa la capacidad de penetración de un pion y de un electrón en el interior del prototipo. Se define una variable, denominada *Longitudinal* (N), como la proporción del número de hits que han sido registrados en los primeros N planos ($Hits(N)$) respecto del número total de hits ($Nhit$):

$$Longitudinal(N) = Hits(N)/Nhit \quad (6.5)$$

Si se elige un valor bajo de N , la energía depositada es poca en ambos casos, por lo que resulta difícil distinguir entre los sucesos debidos a piones y a los que han sido originados por electrones. Por otro lado, si el valor es muy alto, ambos tipos de cascadas podrían depositar la mayor parte de su energía y tampoco podrían distinguirse. Para optimizar este valor se determinó *Longitudinal*(N) para diferentes valores de N para haces de piones y electrones de diferentes energías obteniéndose distribuciones como las que se muestran en la figura 6.27 con los datos tomados con haces de piones (línea azul) y con haces de electrones (línea roja), ambos de 80 GeV y normalizados al número de entradas. Los haces de electrones contenían también una gran cantidad de piones mientras que los piones apenas contenían electrones.

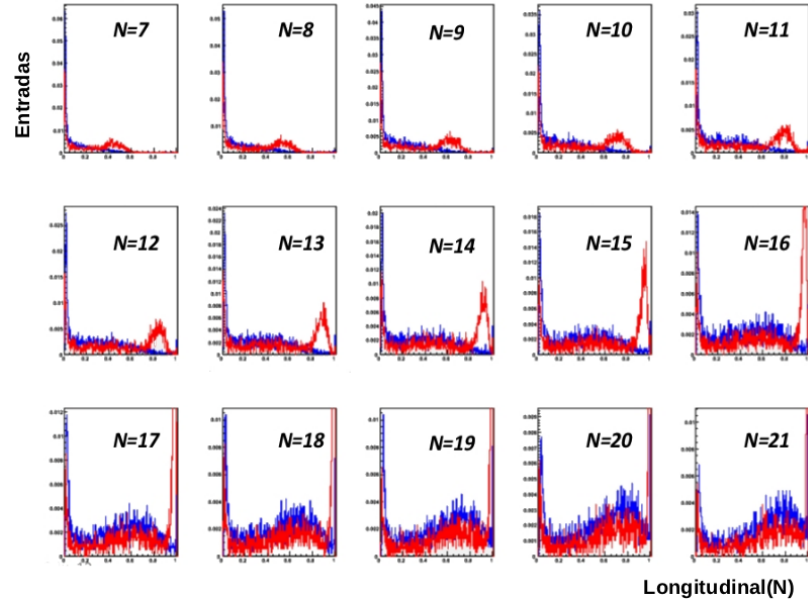


Figura 6.27: Distribuciones de la variable *Longitudinal*(N) determinadas para diferentes valores de N con los datos tomados con los haces de piones (línea azul) y con los haces de electrones que contienen piones (línea roja), en ambos casos a 80 GeV.

Para poder determinar el valor óptimo de N que permita la mejor discriminación entre cascadas, primero se ajusta con una función de Gauss el pico generado por los electrones para todos los valores de N (entre 7 y 27), considerando como posible valor de corte para distinguir entre piones y electrones aquellos que se corresponden con $\langle \text{Longitudinal}(N) \rangle - n\sigma$, donde $\langle \text{Longitudinal}(N) \rangle$ representa el valor medio del ajuste, σ el ancho del mismo y n es un parámetro fijo para el que se consideran tres posibilidades: 2, 2.5 y 3. Estos cortes se aplican a los datos de piones, que no contienen electrones, y se calcula el porcentaje de sucesos que se identifican erróneamente como electrones. Esto se hace para diferentes valores de la energía y para cada valor de N . Representando el porcentaje de sucesos mal asignados en función de N para cada uno de los tres casos de n considerados, se obtienen las distribuciones de la figura 6.28 para 20 *GeV* (izquierda) y 80 *GeV* (derecha). La forma de estas distribuciones son iguales para $n=2, 2.5$ y 3 y se distingue la existencia de una región donde se alcanza un mínimo, que difiere de acuerdo a la energía del haz. Se va a considerar como criterio para elegir el valor óptimo de N , aquel que minimice el error de asignación de piones como electrones, y que pueda aplicarse a todos los valores de energía. Se encuentra que $N = 14$ puede considerarse un valor óptimo, como se muestra en la figura 6.29 donde se compara este grado de confusión (%) para $n = 2$ con haces de piones de 20 *GeV* y 80 *GeV*.

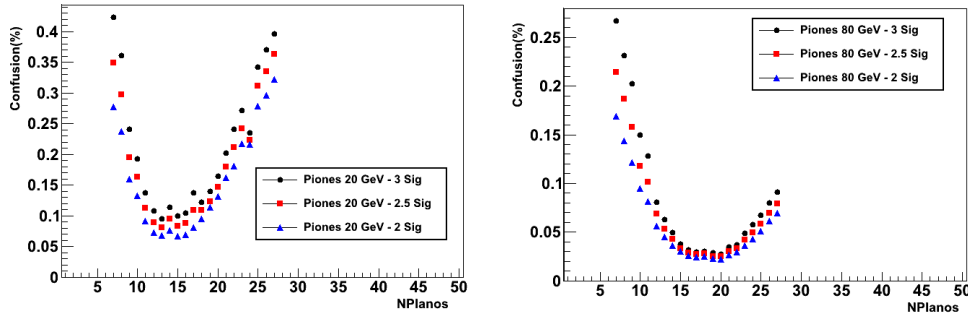


Figura 6.28: Grado de confusión (%) de señales de piones mal asignadas como electrones para los tres valores de n con los haces de piones de 20 *GeV* (izquierda) y de 80 *GeV* (derecha) en función del número de planos N usados en la variable $\text{Longitudinal}(N)$.

Con el valor óptimo de $N = 14$ se obtienen las distribuciones de la figura 6.30 donde se representa $\text{Longitudinal}(14)$ para los haces de piones (línea azul) y de electrones (superficie moteada roja) de 20 *GeV* (izquierda) y 80 *GeV* (derecha). Los haces de electrones contenían una gran cantidad de piones y para ellos puede verse un pico para valores altos de $\text{Longitudinal}(14)$, que no se observa en las distribuciones de los haces de piones, y es producido por cascadas electromagnéticas, mientras que el resto de los sucesos habrían sido originados por piones. Esto implica que la mayor parte de *hits* inducidos

por el paso de electrones se registran en los primeros 14 planos. Por otro lado, el pico a valores bajos de $Longitudinal(14)$ presente en ambas distribuciones se debe a piones que interaccionan después del plano 14 del prototipo.

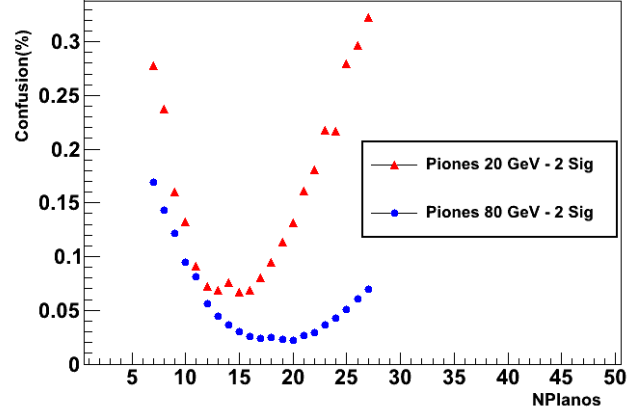


Figura 6.29: Comparación del grado de confusión (%) de señales de piones mal asignadas como electrones para $n = 2$ con los haces de piones de 20 GeV (triángulos rojos) y a 80 GeV (círculos azules) en función del número de planos N usados en la variable $Longitudinal(N)$.

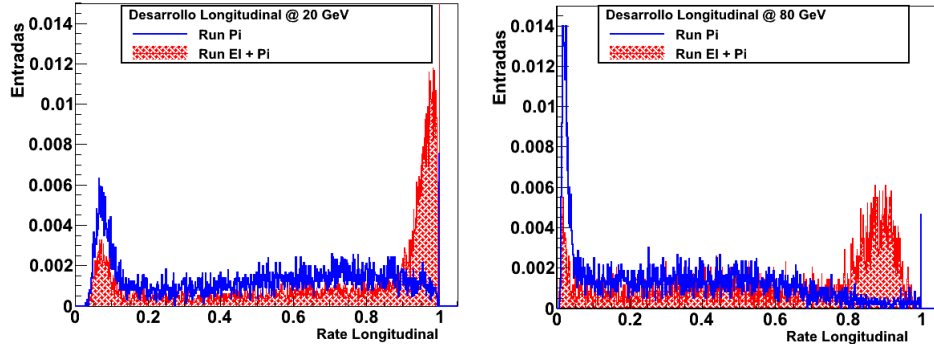


Figura 6.30: Distribución de la variable $Longitudinal(14)$ para los datos tomados con haces de piones (línea azul) y de electrones (superficie moteada roja) a 20 GeV (izquierda) y a 80 GeV (derecha).

Con el **desarrollo lateral** de la cascada se determina la contención transversal de las señales producidas por el paso de piones y electrones. Se define la variable $Lateral(X_p)$ como la proporción de hits en una región X_p ($Hits(X_p)$) alrededor del eje de la cascada respecto al número total de hits ($Nhit$):

$$Lateral(X_p) = Hits(X_p)/Nhit \quad (6.6)$$

La región X_p está formada por $p \times p$ *pads* en torno al eje de la cascada. El eje se determina calculando el valor medio de las posiciones (x,y) de los *pads* de los primeros cuatro planos. Al igual que en el estudio previo de la variable $Longitudinal(N)$, se determinó la variable $Lateral(X_p)$ para varias regiones X_p . En la figura 6.31 se muestran varias distribuciones de esta variable para diferentes valores de la región X_p para haces de piones (línea azul) y de electrones (línea roja) en ambos casos de 80 *GeV* (Se ha de recordar que los haces de electrones tienen un alto contenido de piones).

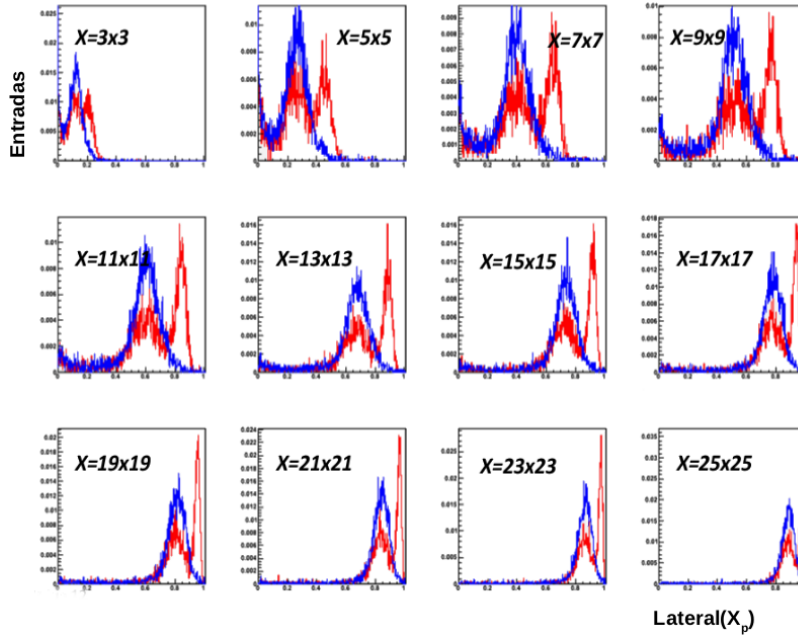


Figura 6.31: Distribuciones de la variable $Lateral(X_p)$ determinadas para diferentes X_p con datos tomados con haces de piones (línea azul) y con haces de electrones (línea roja), ambos casos de 80 *GeV*.

Para el caso particular de una celda de 13×13 *pads* (X_{13}) se obtienen las distribuciones que se muestran en la figura 6.32. En estas distribuciones se representa la variable $Lateral(X_{13})$ para haces de piones (línea azul) y de electrones (superficie moteada roja) de 20 *GeV* (izquierda) y de 80 *GeV* (derecha). Al igual que en el caso longitudinal, existe un pico que solo está presente en los haces que contienen electrones. El resto de sucesos, se corresponden a piones. Esto indica que la mayor parte de los *hits* inducidos por el paso de electrones se registraron en la región X_{13} . Mientras que no ocurre lo mismo para las cascadas hadrónicas. Esto se debe a que las cascadas electromagnéticas son más intensas y estrechas que las hadrónicas. El tamaño

óptimo de la región X_p se obtuvo con un estudio equivalente al descrito para la variable $Longitudinal(N)$. En la figura 6.33 se muestra que este valor óptimo se correspondió con una región de 13×13 *pads*,

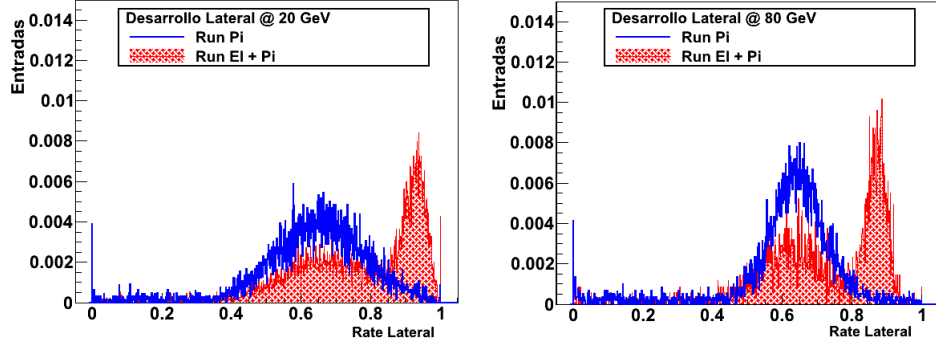


Figura 6.32: Distribución de la variable Lateral (X_{13}) para piones (línea roja) y electrones (superficie moteada verde) de 20 *GeV* (izquierda) y de 80 *GeV* (derecha).

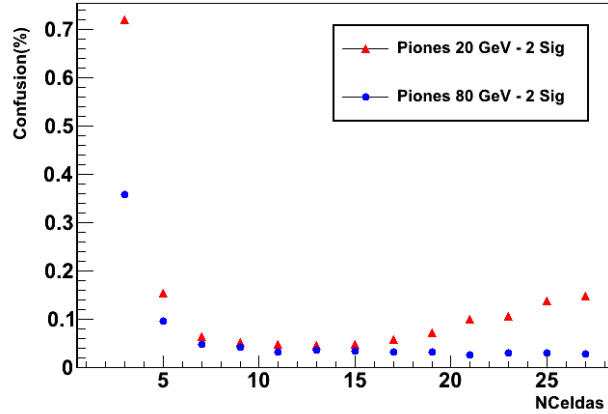


Figura 6.33: Comparación del grado de confusión (%) de señales de piones mal asignadas a electrones para $n = 2$ con los haces de piones de 20 *GeV* (triángulo rojo) y de 80 *GeV* (círculo azul) en función del valor X_p utilizado en la variable $Lateral(X_p)$.

Representando la variable $Lateral(X_{13})$ frente a $Longitudinal(14)$ (ver figura 6.34), se observa que para los haces de electrones, pueden distinguirse las poblaciones de electrones y de piones. La población de electrones está muy contenida tanto lateral como longitudinalmente, por lo que tendrán valores altos para las variables $Longitudinal(14)$ y $Lateral(X_{13})$. En cambio, las señales producidas por el paso de piones estarán menos contenidas tanto longitudinal como lateralmente.

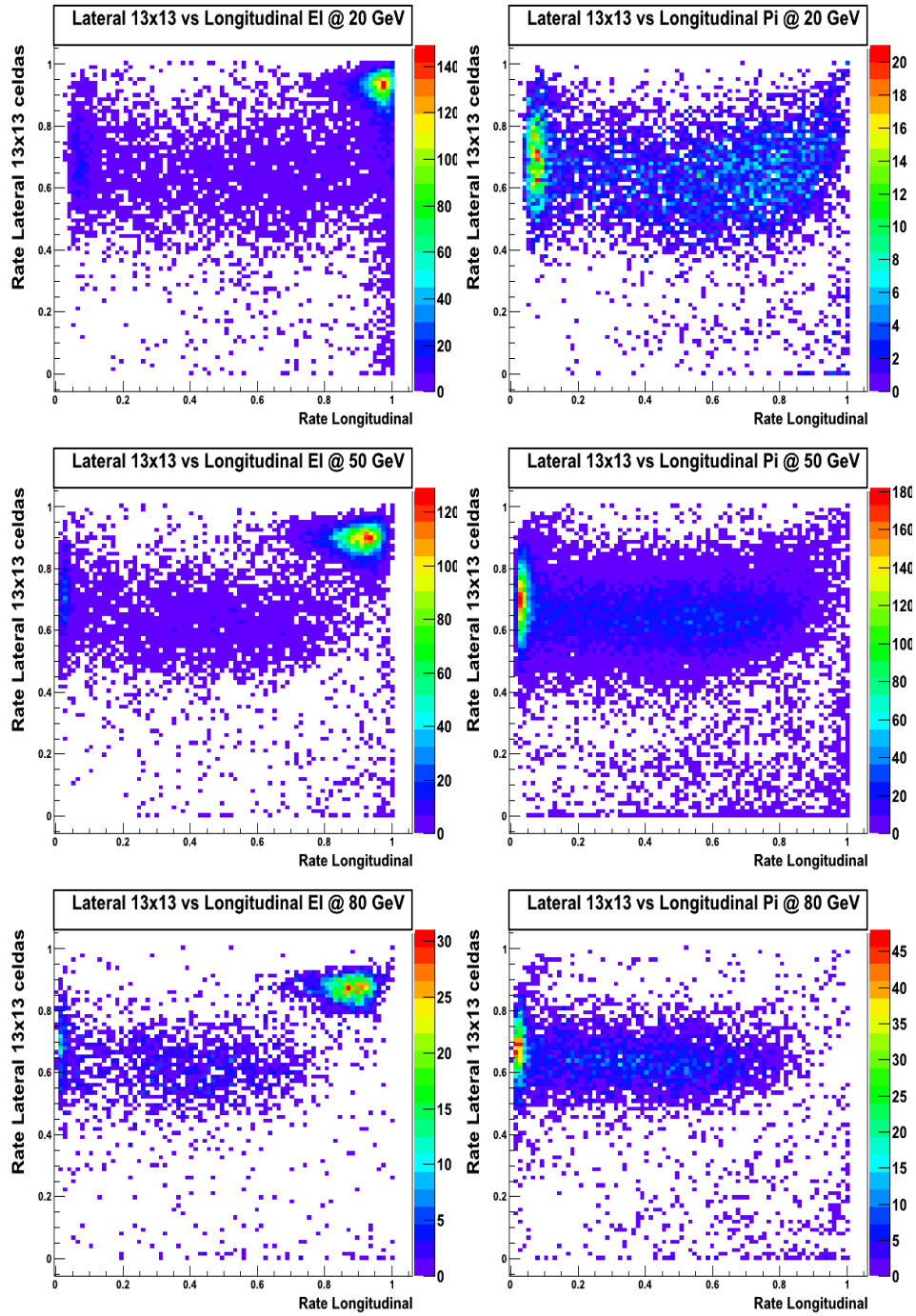


Figura 6.34: Distribución de Lateral (X_{13}) frente a Longitudinal (14) para haces de electrones (izquierda) y de piones (derecha) de 20 *GeV* (imágenes superiores), 50 *GeV* (imágenes centrales) y 80 *GeV* (imágenes inferiores) tomados en mayo de 2012.

En las imágenes de la figura 6.34 se observan entradas debidas a las señales producidas por aquellos sucesos que tienen muy poca contención lateral, como los que se corresponden a señales de ruido o a electrones que interaccionan con material del área experimental antes de llegar al prototipo, como el ejemplo de la figura 6.24, los debidos a varias partículas que pasan a la vez a través el prototipo como los que pueden verse en las figuras 6.25 y 6.26 o los que son producidos por rayos cósmicos que no han sido eliminados con los cortes anteriores.

Para eliminar de la muestra final de piones y electrones este tipo de sucesos, que lateralmente están muy poco contenidos en la región de $13 \times 13 \text{ pads}$, se exigió que:

$$Lateral(X_{13}) > 0.4 \quad (6.7)$$

6.7.2. Punto de inicio de la cascada

Para determinar el punto de inicio de la cascada se va a definir una variable llamada *ipStart* que identifica la GRPC situada tras el plano de absorbente donde se originan las cascadas.

Para calcular el punto de inicio de la cascada, se considera una región de tamaño $X_{10} = 10 \times 10 \text{ pads}$ en torno al eje de la cascada determinado por el valor medio de las posiciones de los *hits* registrados a lo largo de todo el calorímetro. Posteriormente se buscan tres GRPCs seguidas con más de 4 *hits* en esa región y se establece el plano de la primera de ellas como punto de inicio de la cascada (*ipStart*).

En la figura 6.35 se representa la distribución de la variable *ipStart* para haces de piones de 7.5 *GeV* (línea azul), 20 *GeV* (línea negra), 40 *GeV* (línea amarilla) y 80 *GeV* (línea roja). Para cada una de estas distribuciones se observan valores negativos de *ipStar* que corresponden a sucesos en los que no se ha encontrado un punto en el que se de inicio a una cascada. Para eliminar de la muestra actual los sucesos que no han dado lugar a una cascada se va a exigir que se cumpla la condición dada por:

$$ipStart > 0 \quad (6.8)$$

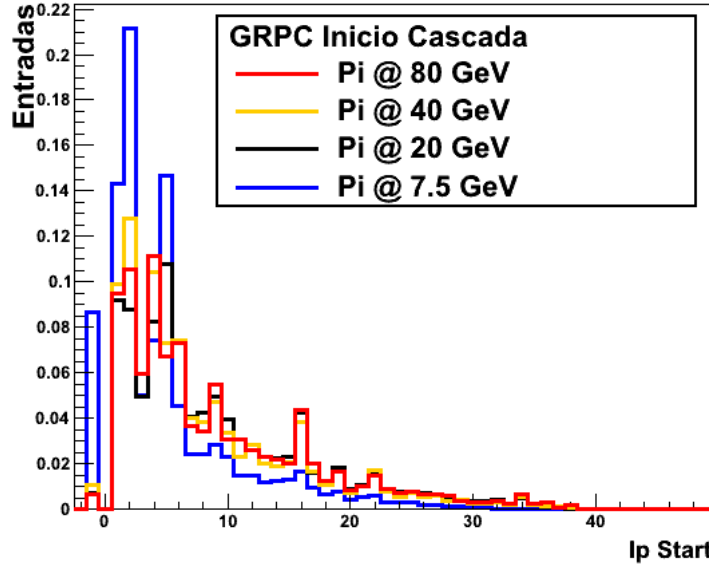


Figura 6.35: Distribución de la GRPC donde tiene lugar el inicio de la cascada para haces de piones de 7.5 GeV (línea azul), 20 GeV (línea negra), 40 GeV (línea amarilla) y 80 GeV (línea roja).

6.8. Separación electrón-pion (e^-/π)

Para distinguir los sucesos producidos por electrones de aquellos originados por piones se hará uso de las variables $Lateral(X_{13})$ y $Longitudinal(14)$ definidas en la sección 6.7.1. A partir de ellas, se definió una nueva variable que va a ser llamada $Combinada(E)$ y viene dada por:

$$Combinada(E) = \sqrt{[Longitudinal(14) - M_{Long}(E)]^2 + [Lateral(X_{13}) - M_{Lat}(E)]^2} \quad (6.9)$$

donde $M_{Long}(E)$ y $M_{Lat}(E)$ representan los valores medios esperados de las variables $Longitudinal(14)$ y $Lateral(X_{13})$ respectivamente para la contribución de los electrones de energía E . Estos valores medios se obtienen realizando un ajuste gaussiano al pico de electrones de las distribuciones de $Longitudinal(14)$ y $Lateral(X_{13})$ para cada valor de energía. La variable $Combinada(E)$ es más robusta para discriminar electrones y piones que las variables que describen los comportamientos lateral y longitudinal de las cascadas de forma independiente, sobre todo a bajas energías donde tanto las cascadas hadrónicas como las electromagnéticas tienen características topológicas muy similares.

En la figura 6.36 se representa la distribución de la variable $Combinada(E)$ para haces de piones (línea azul) y de electrones (línea roja) a una energía de

80 GeV . Para valores bajos de esta variable existe un pico que se corresponde con las entradas debidas a sucesos producidos por el paso de electrones, mientras que el resto se deben a los sucesos de piones.

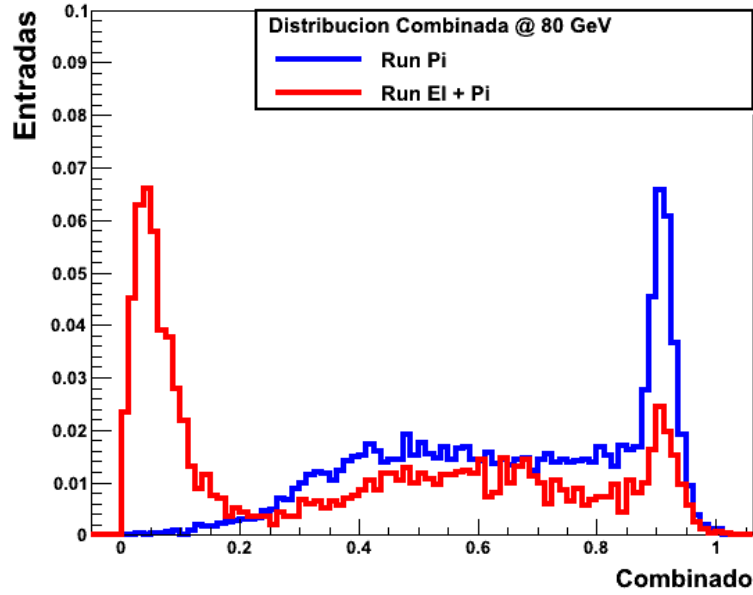


Figura 6.36: Distribución de la variable $Combinada(E)$ para un haz de piones (línea azul) y un haz de electrones (línea roja), ambos tomados a una energía de 80 GeV .

Puede observarse que las distribuciones de piones y electrones se solapan ligeramente. El criterio seguido para la elección de un punto de corte y discriminar entre ambos tipos de partículas será aquel que minimice la contaminación de la selección realizada. Exceptuando los puntos de baja energía, la contaminación de electrones en los datos tomados con haces de piones es prácticamente despreciable, así que utilizando estos datos puede evaluarse la contaminación de electrones en las muestras de piones en función del valor del punto de corte aplicado. Con los haces de piones de energías entre 20 y 80 GeV se calculó el porcentaje de entradas identificadas como sucesos producidos por electrones para diferentes valores de la variable $Combinada(E)$ (entre 0.09 y 0.25). En la figura 6.37 se representa el grado de confusión (%) de los sucesos asignados como electrones en los haces de piones. Se puede observar que, para un mismo corte, ese grado de confusión (%) disminuye al aumentar la energía del haz utilizado.

Aceptando una confusión máxima de un 4%, se toman aquellos valores de la variable $Combinada(E)$ más cercanos a ese valor de confusión y se ajustan a una recta en función de la energía, obteniéndose la relación:

$$f(E) = 0.150 + 0.00123 \cdot E \quad (6.10)$$

que será el valor utilizado para separar las muestras de electrones y piones. De este modo, serán considerados electrones aquellas señales que satisfagan:

$$Combinada(E) < f(E) \quad (6.11)$$

siendo seleccionados como piones el resto.

En la figura 6.38 se representa la distribución del número de *hits* que se han registrado en los runes de electrones de 20 *GeV* (izquierda) y de 80 *GeV* (derecha) por el paso de piones o electrones (fondo amarillo) y la descomposición en las distribuciones del número de *hits* para piones (línea azul) y electrones (rayado negro) obtenida aplicando el corte dado por 6.11. Mientras que en la figura 6.39 se comparan las distribuciones del número de *hits* de la contribución de piones obtenidas de los runes de electrones (línea azul) y de los runes de piones (fondo amarillo) para haces de 20 *GeV* (izquierda) y de 80 *GeV* (derecha).

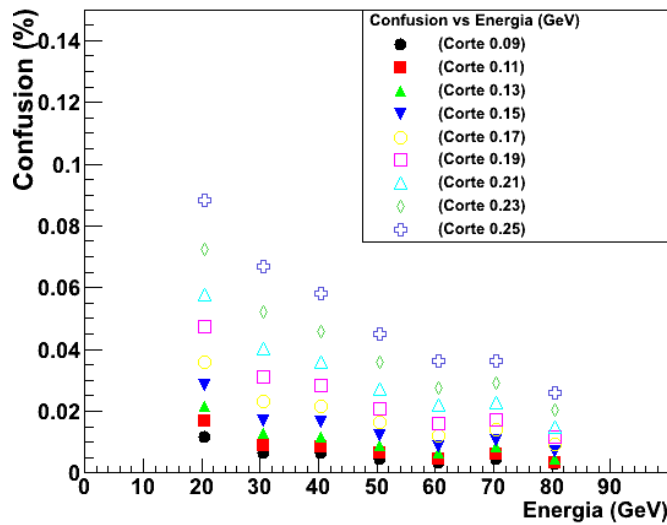


Figura 6.37: Confusión (%) de entradas asignadas a sucesos producidos por electrones en runes de piones de diferentes energías.

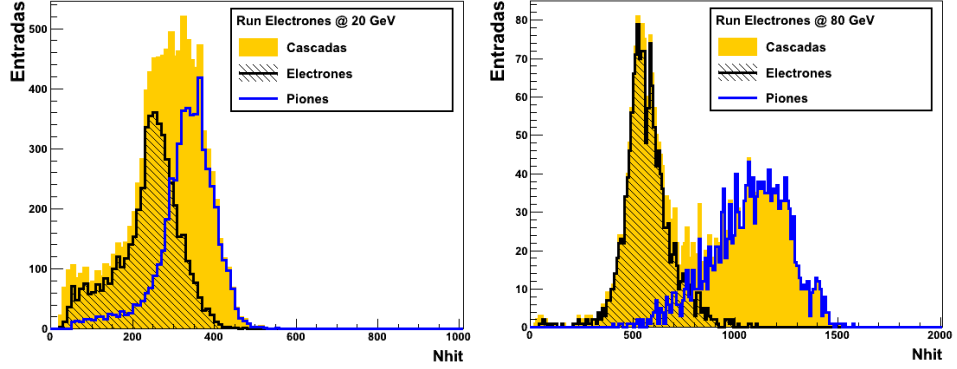


Figura 6.38: Distribución del número de *hits* debidos a cascadas (fondo amarillo), de la contribución de piones (línea azul) y de electrones (rayado negro) para runes de electrones de 20 *GeV* (izquierda) y de 80 *GeV* (derecha).

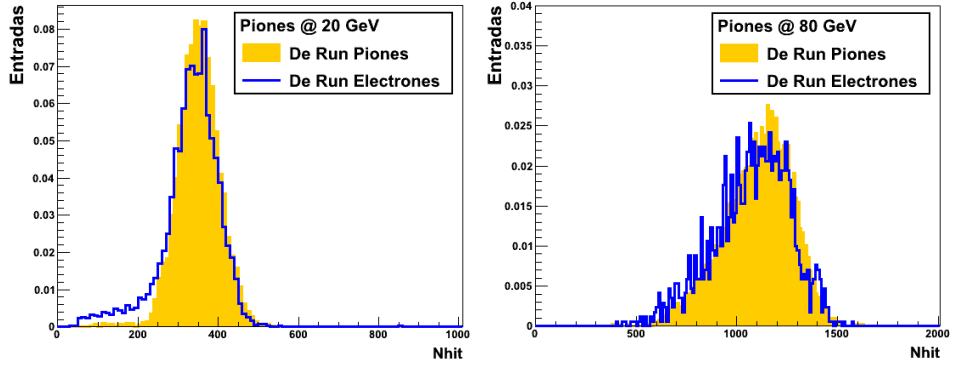


Figura 6.39: Comparación de las distribuciones del número de *hits* de piones procedentes de los runes de piones (fondo amarillo) y de los runes de electrones (línea azul) para los haces de partículas de 20 *GeV* (izquierda) y de 80 *GeV* (derecha).

6.9. Estudio longitudinal de las cascadas hadrónicas

Computando el número de GRPCs en las que se ha registrado señal puede verse que, para piones de alta energía, la mayor parte de las cascadas alcanzan los últimos planos del prototipo, tal y como se observa en la figura 6.40 donde se representa la distribución del número de GRPCs con *hits* debido a piones de diferentes energías. El número de GRPCs con señales depende directamente de la energía del haz, aumentando cuanto mayor es la energía. Más de la mitad de los piones del haz de 80 *GeV* dejan señal en más de 45 GRPCs, mientras que la mayor parte de los piones de 7.5 *GeV* dejan

señal en no más de 35 GRPCs, estando la cascada completamente contenida en los límites longitudinales del prototipo.

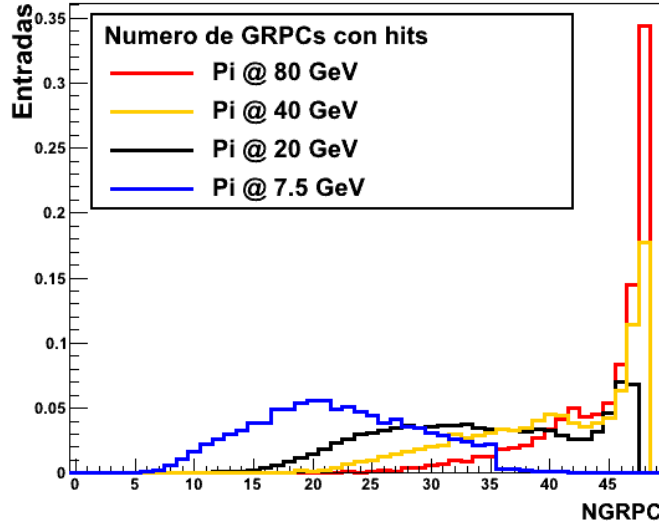


Figura 6.40: Número de GRPCs que han registrado señal para sucesos producidos por piones de 7.5 *GeV* (línea azul), 20 *GeV* (línea negra), 40 *GeV* (línea amarilla) y 80 *GeV* (línea roja).

En la figura 6.41 se representa el perfil longitudinal promedio de las cascadas hadrónicas producidas por el paso de piones de 7.5 *GeV* (línea azul), 20 *GeV* (línea negra), 40 *GeV* (línea amarilla) y 80 *GeV* (línea roja). Para el haz de piones de 7.5 *GeV*, la mayor parte de la cascada está contenida en el prototipo, mientras que para 80 *GeV* pueden encontrarse sucesos, como el ejemplo que se muestra en la figura 6.42, en los que la partícula recorre una distancia importante en el prototipo antes de producir la cascada, de modo que, gran fracción de su energía no será absorbida. Hay que tener en cuenta que durante estas campañas de pruebas no se utilizó conjuntamente un calorímetro electromagnético. Esto lleva a que haya una mayor probabilidad de cascadas que no estén contenidas que en un calorímetro de un experimento típico de colisionadores de partículas.

Este tipo de sucesos pueden eliminarse seleccionando aquellos en los que la partícula no haya atravesado muchos planos sin dar lugar a una cascada. En la figura 6.35 puede verse que la mayor parte de las cascadas se originan en los diez primeros planos detectores independientemente del valor de la energía del haz utilizado. Si se consideran sólo aquellos sucesos para los que se cumple que:

$$\text{ipStart} < 11 \quad (6.12)$$

donde ipStart (definida en la sección 6.7.2) indica el inicio de la cascada, la

mayor parte de la cascada estará contenida en el interior del prototipo. Se podría imponer esta condición para seleccionar los sucesos, pero por otra parte, en la figura 6.40 puede verse que la mayoría de los piones de 7.5 GeV alcanzan 35 GRPCs. Prácticamente la totalidad de una cascada hadrónica generada por un pion de baja energía está contenida en el prototipo, por lo que, para evitar perder estadística, la condición 6.12 se aplicará sólo a aquellas cascadas que dejen señal en más de 30 GRPCs.

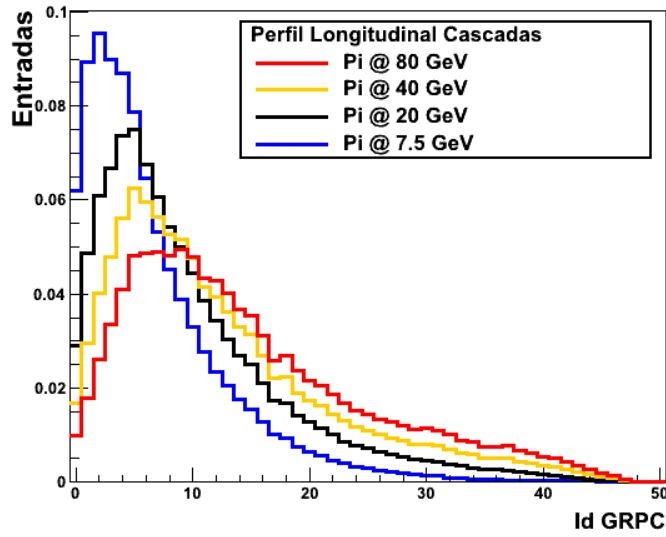


Figura 6.41: Perfil longitudinal de las cascadas hadrónicas producidas por piones de los haces de 7.5 GeV (línea azul), 20 GeV (línea negra), 40 GeV (línea amarilla) y 80 GeV (línea roja).

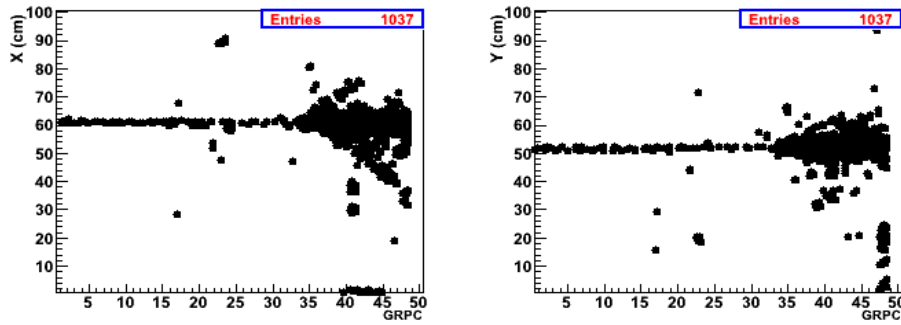


Figura 6.42: Ejemplo de un suceso producido por el paso de un pion tomado de un haz de 80 GeV que desarrolla la cascada en la última parte del prototipo.

Capítulo 7

Prestaciones de las GRPCs del prototipo SDHCAL

RESUMEN: En este capítulo se estudian las prestaciones que presentan las GRPCs que constituyen el prototipo SDHCAL. Para ello, van a utilizarse muestras de señales producidas por el paso de muones a través del prototipo con las que van a estudiarse tanto la eficiencia como la multiplicidad de las GRPCs, la homogeneidad y la estabilidad en el tiempo de la respuesta, así como una estimación del ruido en los sucesos de muones.

7.1. Selección de la muestra y proceso de análisis

Los muones, que pueden considerarse como MIPs, atraviesan todo el prototipo depositando parte de su energía a través de la ionización del medio sin producir cascadas de partículas. Por ello, este tipo de partículas podrán utilizarse tanto para el cálculo de la eficiencia de las GRPCs como para estimar su multiplicidad.

La selección de la muestra de muones se realiza en base a lo descrito en la sección 6.5 con la diferencia de que la densidad sea menor o igual que 3 (en lugar de 2.5) para evitar introducir sesgos en el cálculo de la multiplicidad. Además, para no sobrestimar la eficiencia, ahora, como condición de penetrabilidad, se exige que solo haya al menos 4 planos con *hits* (en vez de 7) en cada una de las regiones consideradas.

Las señales registradas en cada GRPC se agrupan en *clusters* siguiendo el proceso de clusterización descrito en la sección 5.3. Posteriormente, con estos *clusters* se lleva a cabo la reconstrucción de las trazas de los muones de un modo análogo al desarrollado en la sección 5.4.

En este caso, en primer lugar, se calcula una primera aproximación de la posición de la traza como el promedio de las posiciones X e Y de todos los *clusters* registrados en el calorímetro. Una vez hecho esto, se seleccionan todos aquellos *clusters* cuyo centro se encuentre a una distancia inferior a 20 cm (puede haber más de un *cluster* en una misma GRPC) y con ellos se estima la trayectoria del muon en las proyecciones X e Y independientemente por medio del ajuste de las respectivas rectas. A continuación, para cada GRPC, se elige, de entre todos sus *clusters*, el más cercano a la traza, imponiendo, además, que se encuentre a menos de 10 cm de la misma tanto en la coordenada X como en la coordenada Y.

Con este nuevo conjunto de *clusters* se realiza un nuevo ajuste a una línea recta para reconstruir la traza sin considerar la GRPC de estudio, exigiéndose un mínimo de 7 GRPCs con un *cluster*. Se seleccionan aquellas trazas con un $\chi^2 < 20$ en las proyecciones X e Y y, para eliminar un posible remanente de rayos cósmicos, el valor de las pendientes de las trazas reconstruidas debe ser menor que 0.1.

Finalmente, se exige la existencia de al menos un *cluster* asociado a la traza en cualquier plano anterior a la GRPC de estudio y al menos debe haber otro *cluster* asociado a la traza en los planos posteriores, excepto cuando la cámara de estudio sea la primera o una de las cuatro últimas GRPCs. En el caso de las cuatro últimas GRPCs no se impone la necesidad de encontrar al menos un *cluster* posterior porque en algunas muestras de datos, hay partes de las GRPCs 47 y 48 que no estuvieron operativas. Esta condición fue sustituida por la exigencia de encontrar al menos un *cluster* asociado a la traza en una GRPC posterior a la 39. Con esta selección se evita contabilizar falsas ineficiencias debidas a trazas que se paren dentro del prototipo, provenientes tanto de muones del haz como de algún rayo cósmico que pudiera haber incidido por detrás y que no hubiera sido eliminada de la muestra.

7.2. Eficiencia de detección y multiplicidad de las GRPCs

Para realizar el cálculo de la eficiencia y de la multiplicidad se evaluaron más de 9 millones de sucesos de muones. Se considera que una GRPC es eficiente si se encuentra al menos un *cluster* con un *hit* a una distancia de la traza del muon menor o igual que 3 cm en las proyecciones X e Y, mientras que la multiplicidad se define como el número de *pads* asociados al *cluster* encontrado.

Durante 2012 las campañas de tests tuvieron lugar en diferentes épocas del año, por lo que las GRPCs operaron en condiciones de presión y temperatura diferentes. Este hecho, de acuerdo al comportamiento del primer coeficiente de Townsend, puede afectar a la ganancia del gas (ver capítulo 1),

por lo que la respuesta de las GRPCs podría diferir de un periodo a otro, ya que las variaciones de la ganancia afectan a la eficiencia y a la multiplicidad de los detectores. Cuanto menor ganancia, menos eficientes serán las GRPCs pero también tendrán una menor multiplicidad.

En la figura 7.1 se muestran los valores promedio tanto de eficiencia (superior) como de multiplicidad (inferior) de todas las cámaras en función de la fecha para los tres periodos de toma de datos. En ellas puede verse que las GRPCs poseen un comportamiento muy estable durante las diferentes épocas del año obteniéndose en promedio una eficiencia de $\sim 94\%$ y una multiplicidad ~ 1.8 pads.

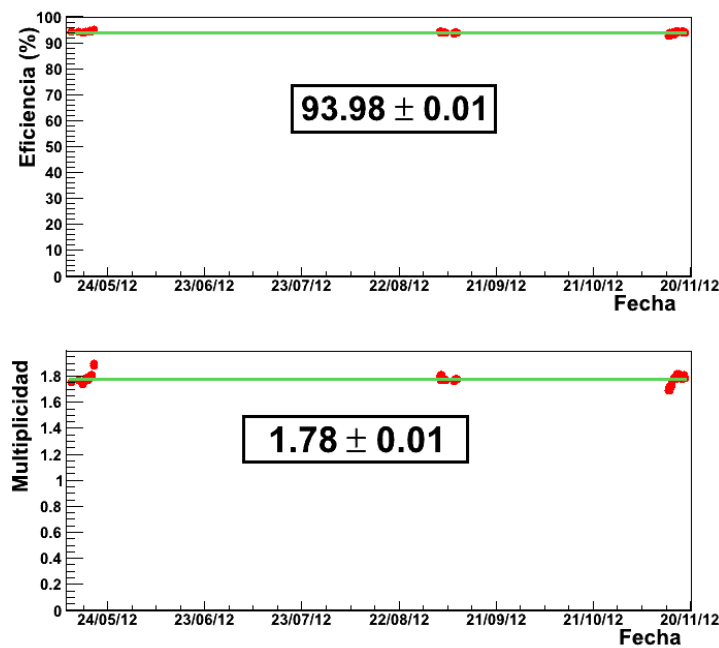


Figura 7.1: Eficiencia (superior) y multiplicidad (inferior) promedio de todas las GRPCs en función de la fecha en la que se tomaron los datos.

En las figuras 7.2 y 7.3 se representa esos mismos valores de la eficiencia y de la multiplicidad, respectivamente, en función de la fecha desglosados por periodo. Las pequeñas fluctuaciones que se observan tanto en la eficiencia como en la multiplicidad no sólo pueden deberse a cambios en la ganancia electrónica originados por variaciones de presión y temperatura, sino también a variaciones de la composición de la mezcla de gas utilizada o la intensidad del haz. Dado que los resultados obtenidos son similares para todos los runes, se van a usar todos los datos conjuntamente con el fin de aumentar la estadística para calcular la eficiencia y la multiplicidad de cada GRPC.

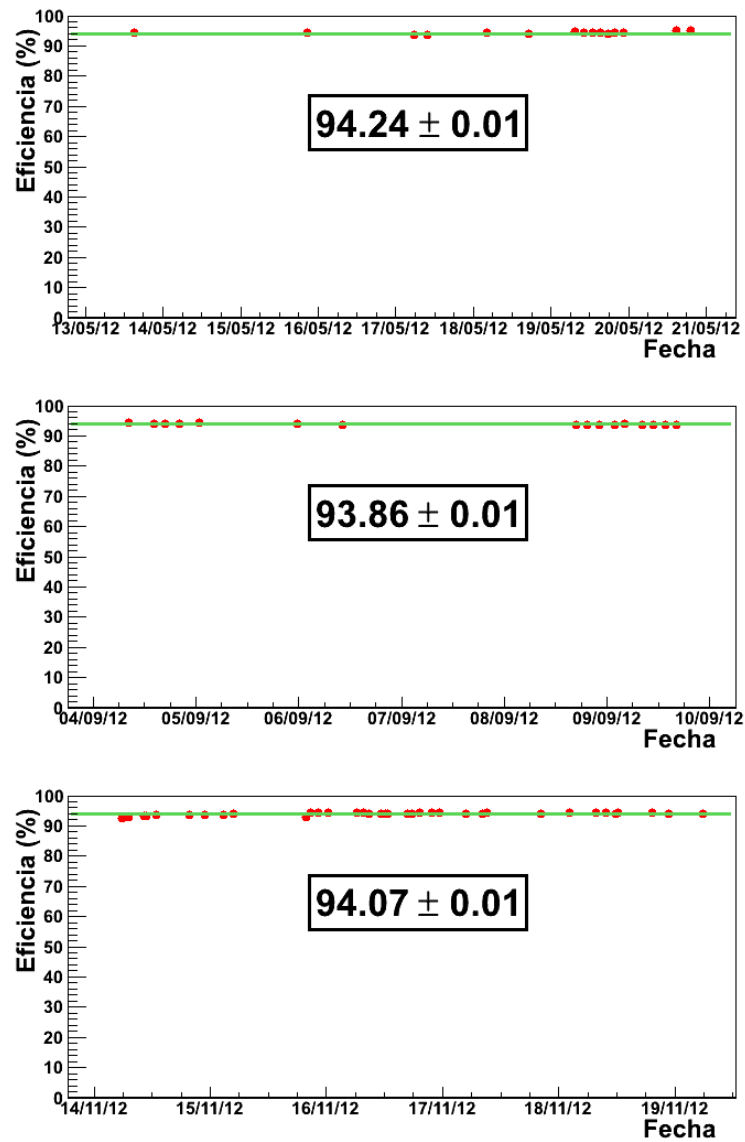


Figura 7.2: Desglose de las eficiencias obtenidas para cada uno de los periodos: mayo (superior), septiembre (central) y noviembre (inferior).

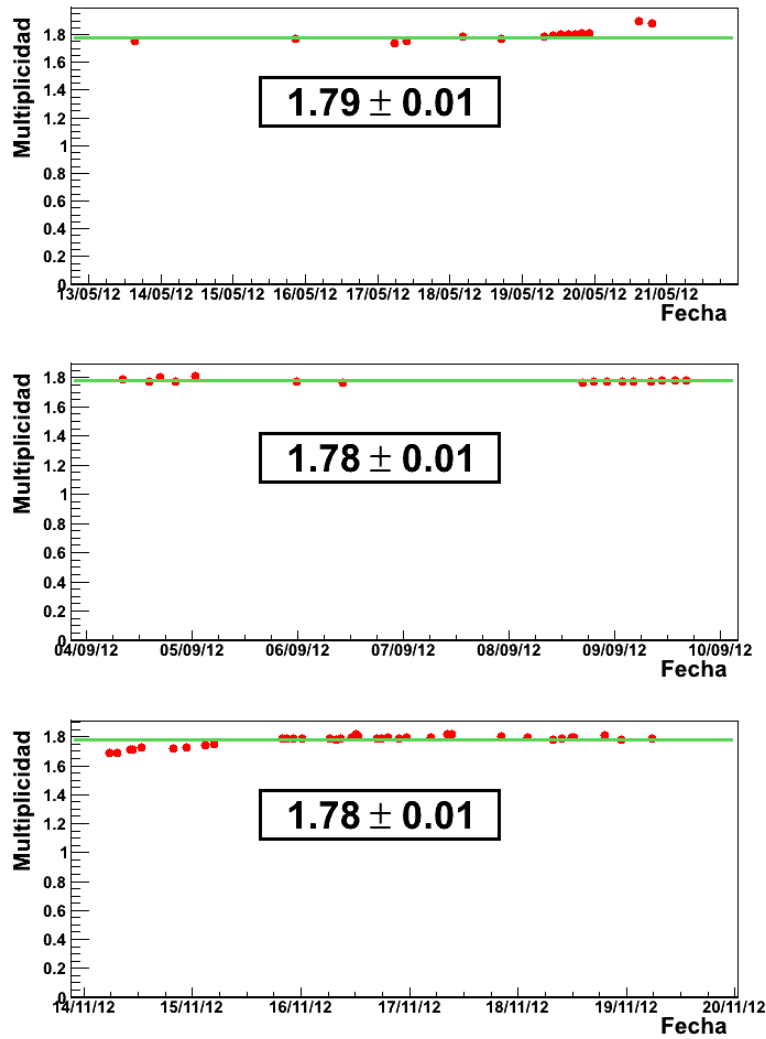


Figura 7.3: Desglose de las multiplicidades obtenidas para cada uno de los periodos: mayo (superior), septiembre (central) y noviembre (inferior).

En la figura 7.4 se observan los valores medios de la eficiencia y multiplicidad para cada una de las GRPCs. La eficiencia que se obtiene para las GRPCs 42 y 48 es menor que la del resto de GRPCs ya que, como se verá más adelante, tienen una y dos DIFs muertas respectivamente.

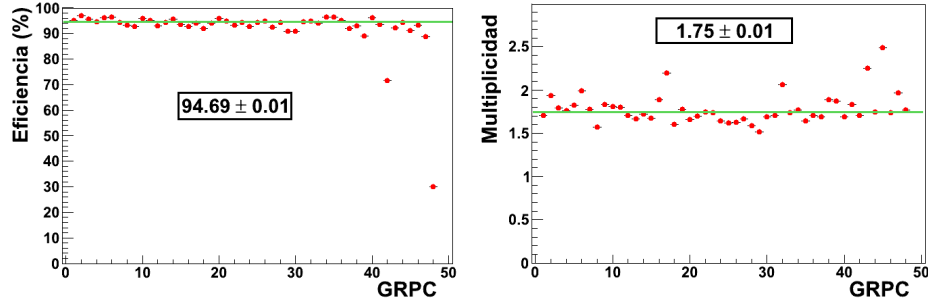


Figura 7.4: Eficiencia (izquierda) y multiplicidad (derecha) promedio de cada una de las GRPCs utilizadas durante las campañas de pruebas del prototipo.

En las figuras 7.5 y 7.6 se muestran los mapas de la eficiencia obtenida para cada uno de los *pads* de las GRPCs. Se observa que la inmensa mayoría de los *pads* presentan una alta eficiencia de detección. En estas figuras se distinguen bandas verticales con menor eficiencia (de color verde oscuro) que se corresponden con la zona de unión de las PCBs. Además, también se distinguen pequeños puntos en un verde más oscuro que corresponden a los espaciadores de cerámica. Las GRPCs 42 y 48 tienen una y dos DIFs muertas respectivamente durante prácticamente todo el tiempo de las tres campañas de pruebas. Por otro lado, la GRPC 47 tuvo una DIF inoperativa durante un corto periodo de tiempo, de ahí la banda verde oscura que muestra el gráfico. Los cuadrados rojos que se observan en alguna GRPC corresponden a problemas en algunos chips HARDROC.

Por otro lado, en las figuras 7.7 y 7.8 se muestran la multiplicidad media en función del punto de incidencia del muon sobre la GRPC. Se observan valores similares para la mayor parte de su superficie, aunque las regiones cercanas a los bordes de unión de las PCBs tienen una mayor multiplicidad.

Se puede concluir que las GRPCs muestran una respuesta bastante homogénea en toda su superficie, tanto a nivel de eficiencia de detección como de multiplicidad. En la figura 7.9 se representan las distribuciones de los valores de eficiencia que se obtienen para cada uno de los *pads* de las GRPCs (izquierda) y de la multiplicidad de los clusters encontrados en cada suceso (derecha). Se obtiene un valor medio de eficiencia mayor del 93 % y una multiplicidad media de 1.77 *pads*.

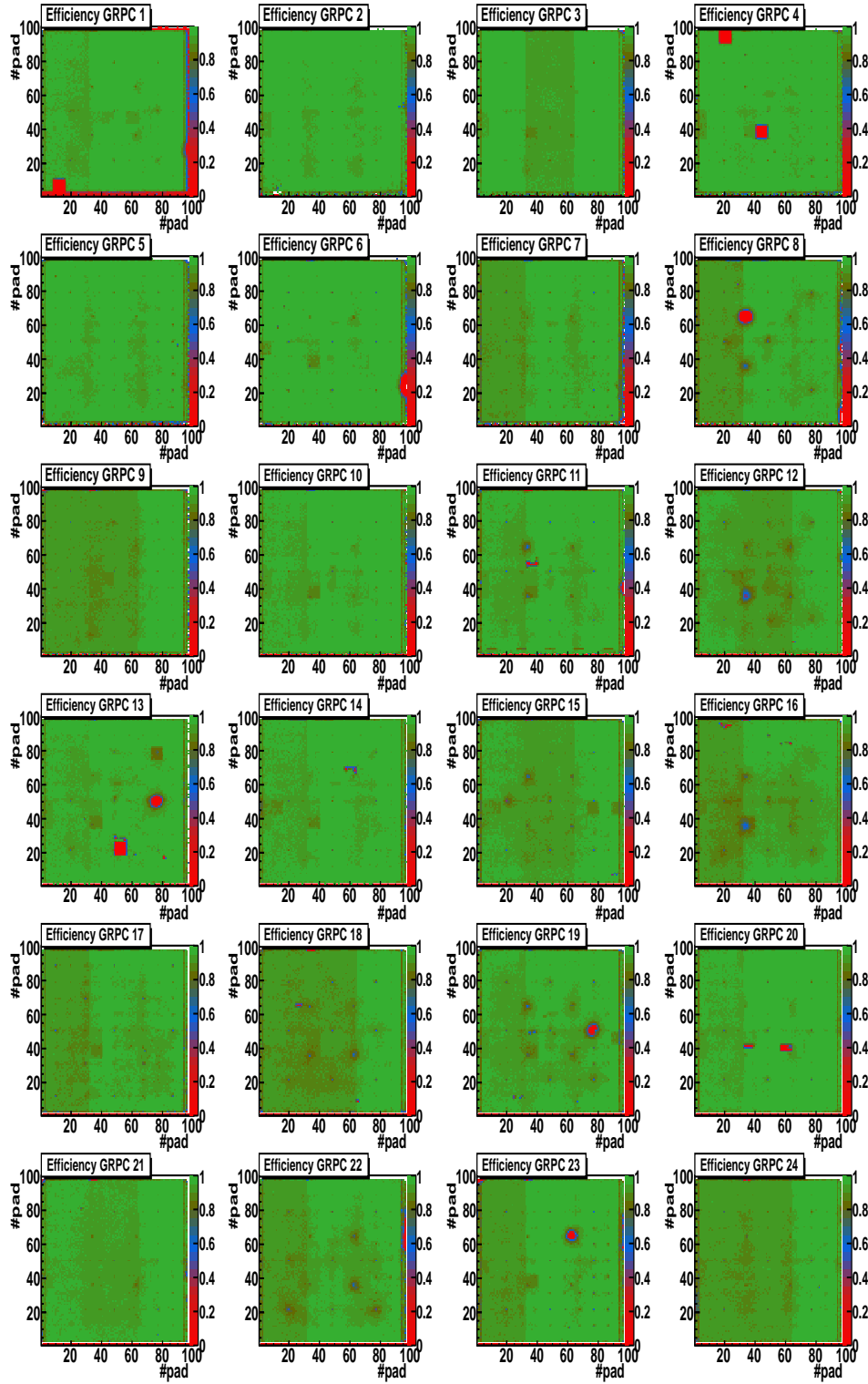


Figura 7.5: Mapa de eficiencias de cada GRPC desde la primera hasta la número 24.

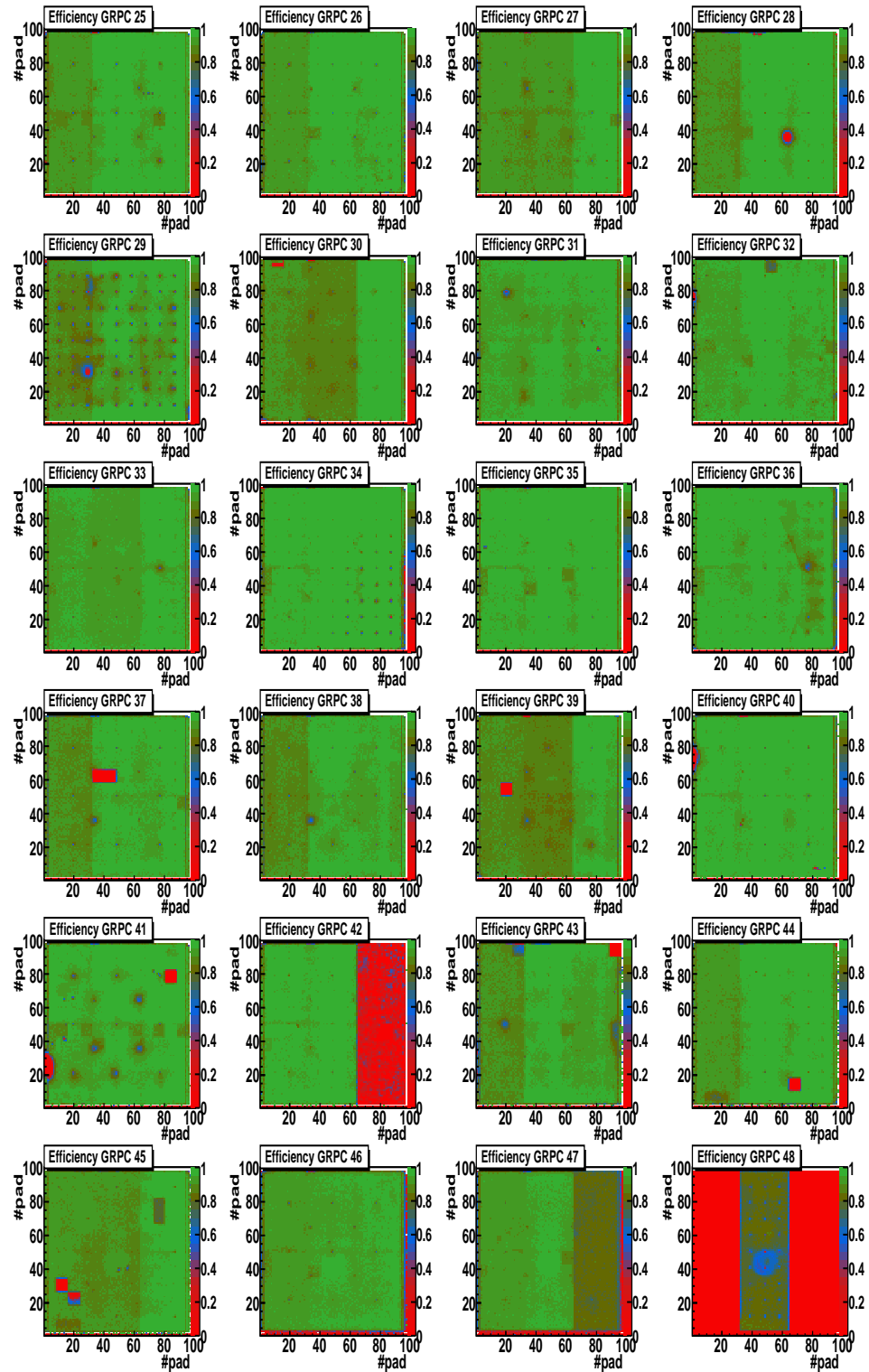


Figura 7.6: Mapa de eficiencias de cada GRPC desde la 25 hasta la 48.

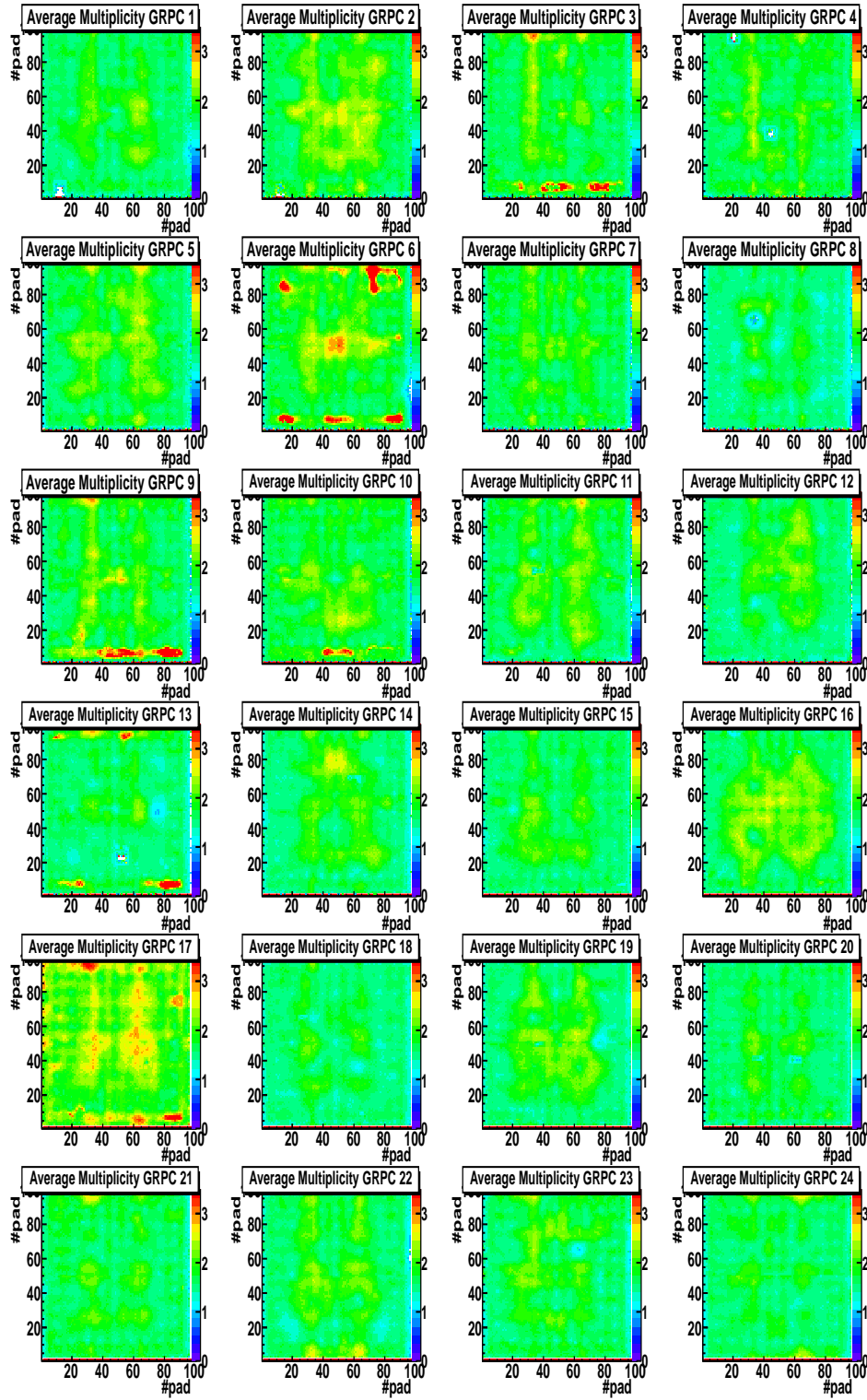


Figura 7.7: Mapa de multiplicidad de cada GRPC desde la primera hasta la número 24.

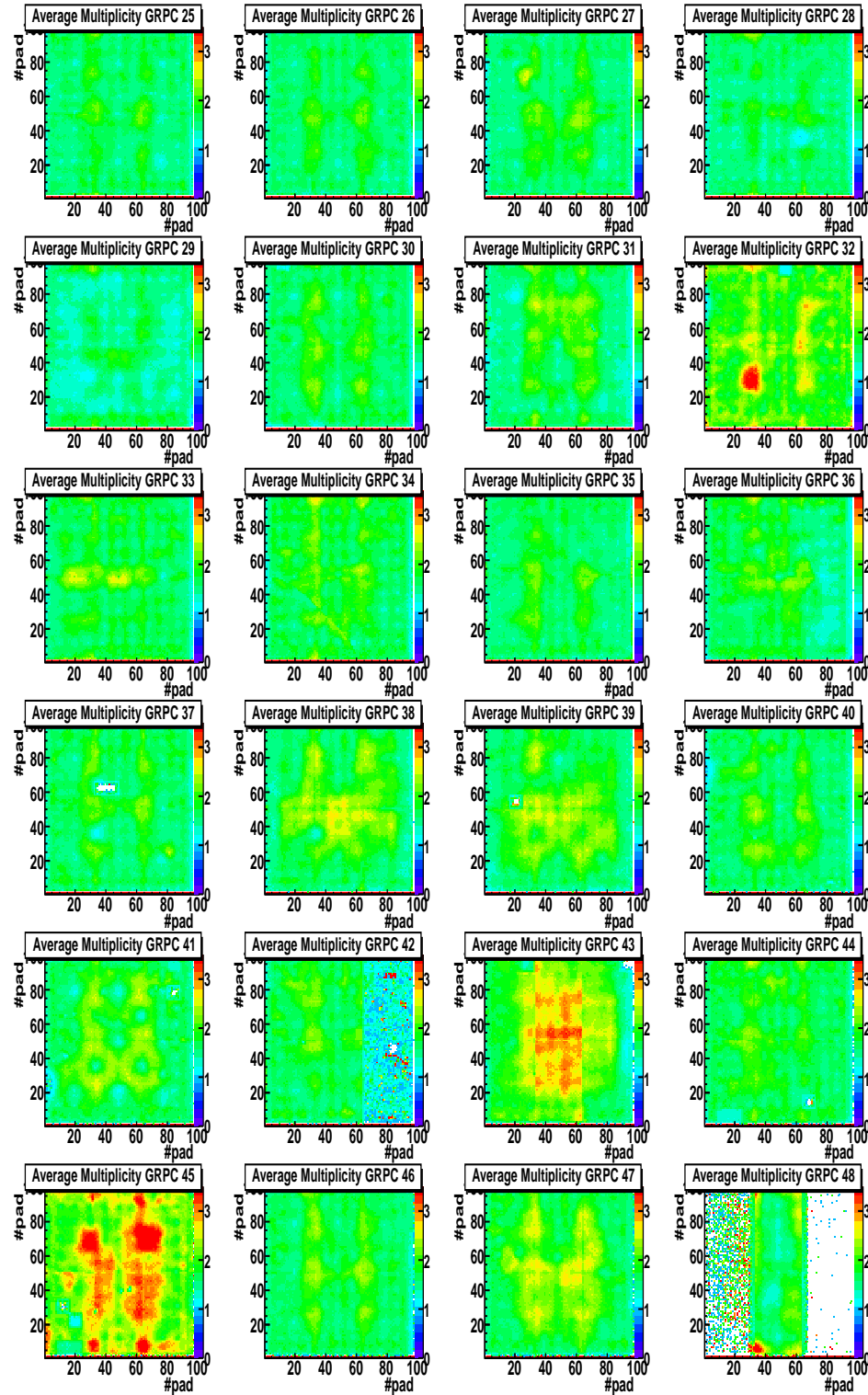


Figura 7.8: Mapa de multiplicidad de cada GRPC desde la 25 hasta la 48.

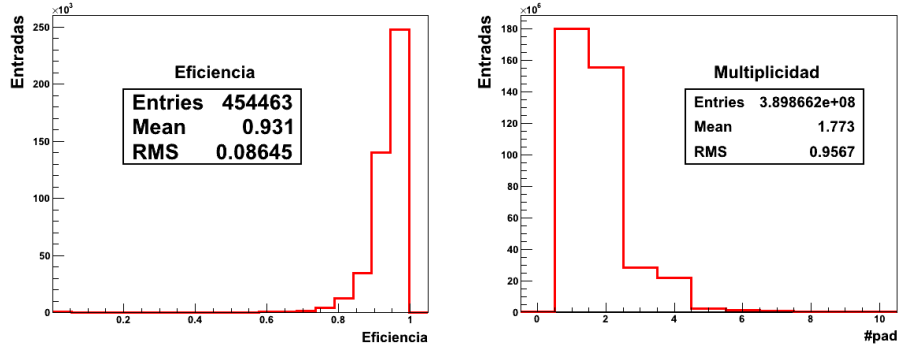


Figura 7.9: Valores de la eficiencia de cada *pad* de las GRPCs (izquierda) y de la multiplicidad de todos los *clusters* encontrados (derecha).

7.3. Ruido en sucesos de muones.

El nivel de ruido en los detectores que constituyen el medio activo de un calorímetro es también un factor de gran relevancia y tiene que ser minimizado, ya que afecta a la medición de la energía depositada en el calorímetro por las partículas que lo atraviesan, sobre todo para las partículas de muy baja energía. En la sección 6.3 se realizó una estimación del nivel de ruido de un suceso físico real. Aquí se utilizará un método alternativo para estimar el ruido en los sucesos de muones utilizados en la sección anterior.

Para este estudio, se considera como ruido los *clusters* no asociados a las trazas de muones reconstruidas en cada suceso, que son aquellos que se encuentran a una distancia mayor de 3 *cm* respecto a las mismas. En la figura 7.10, se representa el valor medio por suceso del número de *clusters* no asociados en función de la fecha de los tres periodos de pruebas. Para los periodos de mayo y septiembre se tienen, en promedio, unos 2 *clusters* no asociados a trazas de muones, mientras que en noviembre este número es mayor implicando un mayor nivel de ruido en la última campaña.

En cada uno de los tres periodos de pruebas, las GRPCs 46, 47 y 48 son las que tienen un mayor número de *clusters* no asociados a muones reconstruidos, como puede verse en la figura 7.11. Si se repite el ejercicio anterior sin tener en cuenta las GRPCs mencionadas se obtiene un nivel de ruido bastante similar en los tres periodos de pruebas, como se muestra en la figura 7.12.

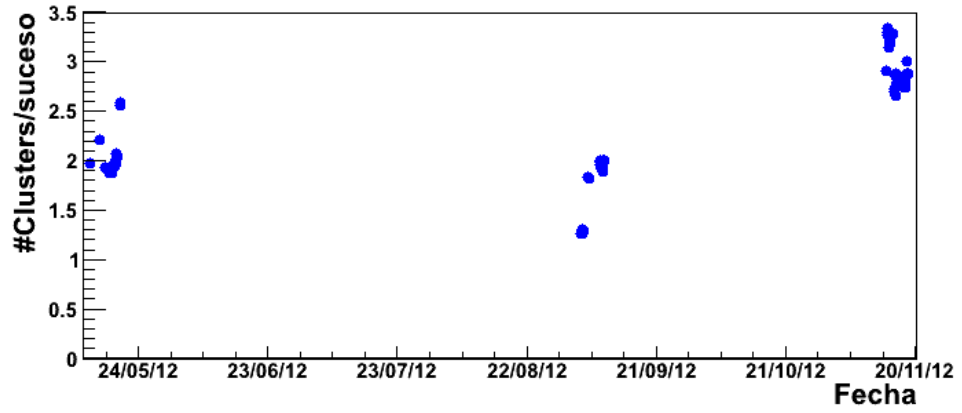


Figura 7.10: Promedio del número de *clusters* por suceso no asociados a trazas de muones en función de la fecha en la que se tomaron los datos.

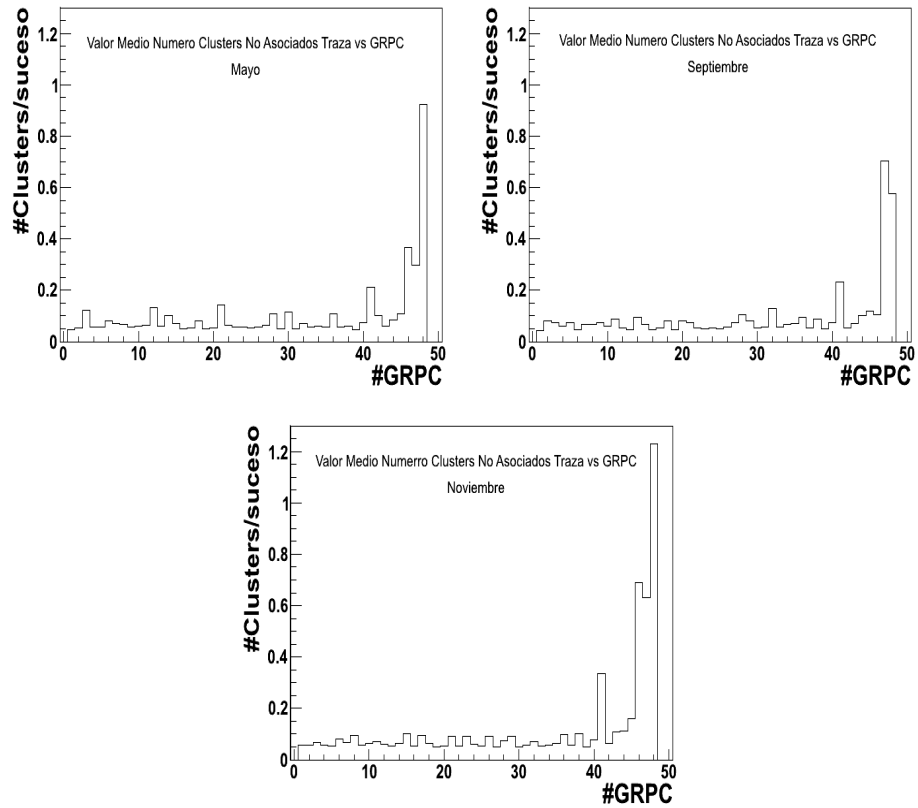


Figura 7.11: Número de *clusters* por suceso no asociados a trazas de muones en cada GRPC en las campañas de mayo (superior izquierda), septiembre (superior derecha) y noviembre (inferior) en cada GRPC.

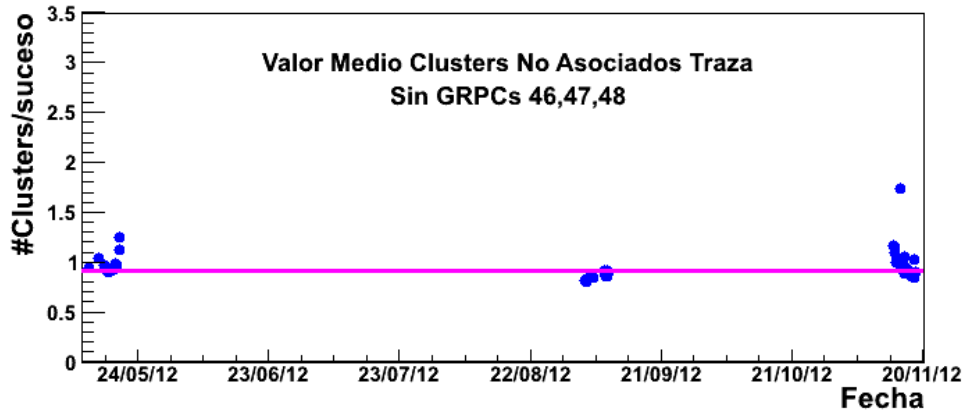


Figura 7.12: Promedio del número de *clusters* por suceso no asociados a trazas de muones para cada periodo de pruebas sin las GRPCs 46,47 y 48.

En la figura 7.13 se representa la distribución del número de *clusters* por suceso que no están asociados a las trazas de muones obteniéndose un valor promedio de ~ 0.92 *clusters*/suceso. Este valor es compatible con el ruido estimado en la sección 6.3 donde se obtuvo un valor promedio de 1.05 *hits* de ruido por cada suceso.

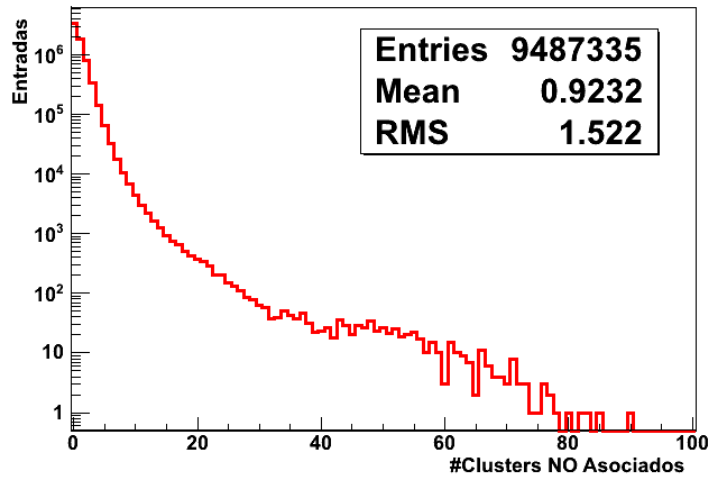


Figura 7.13: Distribución del número de *clusters* no asociados a trazas de muones.

Capítulo 8

Estudio de las prestaciones del prototipo de SDHCAL

RESUMEN: En este capítulo se lleva a cabo el estudio de las prestaciones del prototipo SDHCAL con el fin de validar la viabilidad de esta tecnología como calorímetro hadrónico para los futuros experimentos en colisionadores e^+e^- . Se evaluaron tanto la respuesta del prototipo ante piones y electrones como su resolución en energía. Se realizaron dos estudios: por un lado, un estudio en modo digital considerando únicamente el menor de los umbrales establecidos y por otro, un segundo estudio en el que se tiene en cuenta la información de los tres umbrales, finalizando con una comparativa entre ambos estudios.

8.1. Introducción

Con el fin de validar la tecnología SDHCAL como calorímetro hadrónico destinado para futuros experimentos en colisionadores de partículas, se estudiaron las prestaciones de este prototipo que fue expuesto frente a haces de partículas durante 2012.

Las muestras de piones y electrones seleccionadas en el capítulo 6 permitieron conocer el comportamiento del prototipo (linealidad y resolución en energía) ante cascadas hadrónicas (piones) y electromagnéticas (electrones) en función de la energía utilizada. Durante los tres periodos de pruebas se tomaron diversos conjuntos de datos con haces de piones a la misma energía. Con el fin de utilizar la máxima cantidad posible de estadística, los datos de los tres periodos fueron combinados. Sin embargo, para el caso de electrones solo se tomaron datos durante el periodo de mayo. En la tabla 8.1 se muestra la estadística final de sucesos producidos por el paso de piones y de electrones que fue utilizada para calcular las prestaciones del prototipo.

Energía (GeV)	Sucesos _{Piones}	Sucesos _{Electrones}
5	8505	-
7.5	17943	-
10	28761	7527
15	42899	-
20	127362	7423
25	56209	-
30	70603	5845
40	67204	8375
50	41755	5538
60	28365	7364
70	16547	-
80	19804	1392

Tabla 8.1: Número de sucesos producidos por piones y electrones durante las campañas de pruebas de 2012.

Los resultados que se presentan en este capítulo se desarrollaron sin aplicar ningún factor de corrección ni de ganancia en la electrónica ($g = 1$), ya que el propósito de estas pruebas consistía en conocer el rendimiento que proporciona un prototipo basado en la tecnología SDHCAL sin ningún tipo de corrección.

Se llevaron a cabo dos estudios de las prestaciones del prototipo: un estudio digital, en el que se cuenta el número de hits registrados de acuerdo a un único umbral, y un estudio semidigital, basado en la información que proporcionan los tres umbrales establecidos. Los valores de los umbrales fueron fijados en 114 fC , 5 pC y 15 pC respectivamente a partir de estudios de simulación previos y podrán ser optimizados en futuras campañas de tests.

8.2. Estudio en modo digital

El estudio digital de las prestaciones del prototipo se llevó a cabo teniendo en cuenta solo el menor de los tres umbrales establecidos. Aplicando los cortes definidos en el capítulo 6 para la selección de partículas, se obtienen las distribuciones del número total de *hits* (N_{hit}). Para estimar el valor medio de estas distribuciones se utilizará una función de densidad de probabilidad obteniéndose la respuesta del prototipo frente a piones y electrones en función de la energía.

Se realizó un primer ajuste con una función Gauss limitándola a una región a 2 sigmas respecto del valor medio de la distribución, como se muestra en la figura 8.1. Puede verse que las colas de estas distribuciones no tienen

un comportamiento gaussiano, sobre todo para valores altos de energía. Este hecho se debe a procesos de saturación que generan pérdidas de parte de la información. Para tener en cuenta las colas de la distribución del número de *hits* a la hora de calcular su valor medio, se usó una función conocida como *Crystall Ball (CB)*¹ para el ajuste, como se muestra en la figura 8.2.

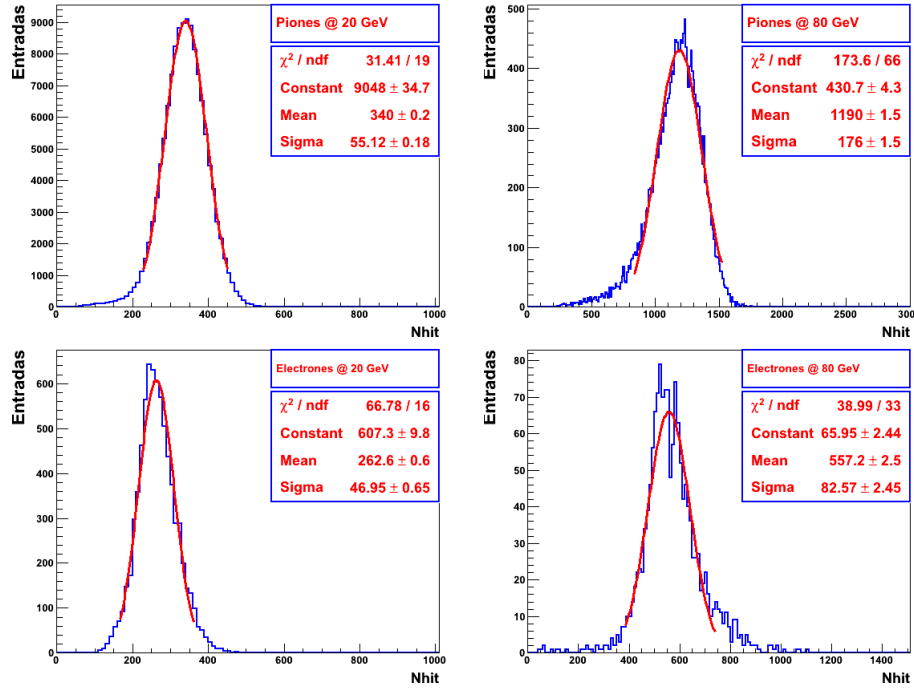


Figura 8.1: Distribuciones del número de *hits* para piones (superior) y electrones (inferior) de 20 *GeV* (izquierda) y 80 *GeV* (derecha) y el ajuste con una función Gauss en la región de $\pm 2\sigma$ respecto del valor medio de la distribución.

Con los valores medios de N_{hit} se obtiene la respuesta del prototipo en función de la energía para piones (figura 8.3 (izquierda)) y para electrones (figura 8.3 (derecha)).

¹La función *Crystall Ball* es una función de densidad de probabilidad que consiste en un núcleo gaussiano y una ley de potencias de las colas de la distribución por debajo de un cierto umbral. Tanto la función como su primera derivada son continuas. La *Crystal Ball* viene dada por la expresión:

$$f(x; \alpha, n, \bar{x}, \sigma) = N \cdot \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}\right) & \text{si } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} > -\alpha \\ A \cdot \left(B - \frac{x-\bar{x}}{\sigma}\right)^{-n} & \text{si } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \leq -\alpha \end{cases} \quad (8.1)$$

donde N es un factor de normalización,

$$A = \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^2 \cdot \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right) \text{ y } B = \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha| \quad (8.2)$$

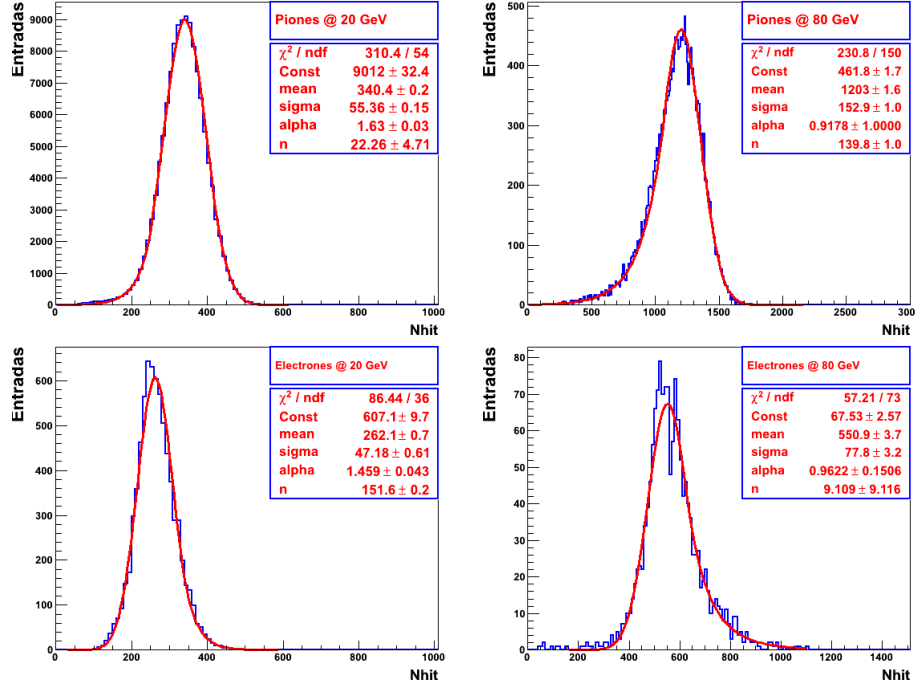


Figura 8.2: Distribuciones del número de *hits* para piones (superior) y electrones (inferior) de 20 *GeV* (izquierda) y 80 *GeV* (derecha) y el correspondiente ajuste con una función CB.

Se observa que la respuesta del prototipo en el N_{hit} no sigue una relación lineal dada por:

$$N_{hit} = A \cdot E_{haz} \quad (8.3)$$

donde A es un parámetro que se obtiene mediante el ajuste de los datos.

Para el caso de piones, se ha utilizado la línea recta pasando por cero dada por la expresión 8.3 para ajustar los puntos entre 5 y 30 *GeV*. La figura 8.3 (izquierda) desvela que la respuesta del prototipo en N_{hit} no sigue el comportamiento lineal dado por la ecuación 8.3 y se observan desviaciones relativas del N_{hit} mayores que un 10 % para energías menores que los 15 *GeV* y superiores a los 40 *GeV*. Para los valores de bajas energías es posible que no se haya realizado una buena distinción entre las señales de piones y de electrones, mientras que a altas energías las cascadas hadrónicas son muy intensas y dan lugar a procesos de saturación que originan pérdidas de parte de la información.

La respuesta del prototipo ante electrones no pudo ajustarse con la función 8.3. Las cascadas electromagnéticas son más estrechas que las hadrónicas y el prototipo no se encuentra optimizado para la detección de electrones. Una lectura digital permite tener una respuesta independiente de la fracción

de energía depositada en cada *pad*. Los *pads* tienen un tamaño de 1 cm^2 que corresponde a $\sim 60 \%$ del radio de Molière en acero. Además el espesor del material absorbente es otro impedimento para la correcta detección de electrones en un prototipo de calorímetro hadrónico. En la figura 8.3 (derecha) se utiliza una línea recta con término independiente como función de ajuste:

$$N_{hit} = A' + B' \cdot E_{haz} \quad (8.4)$$

donde A' y B' son parámetros que se obtienen mediante el ajuste de los datos.

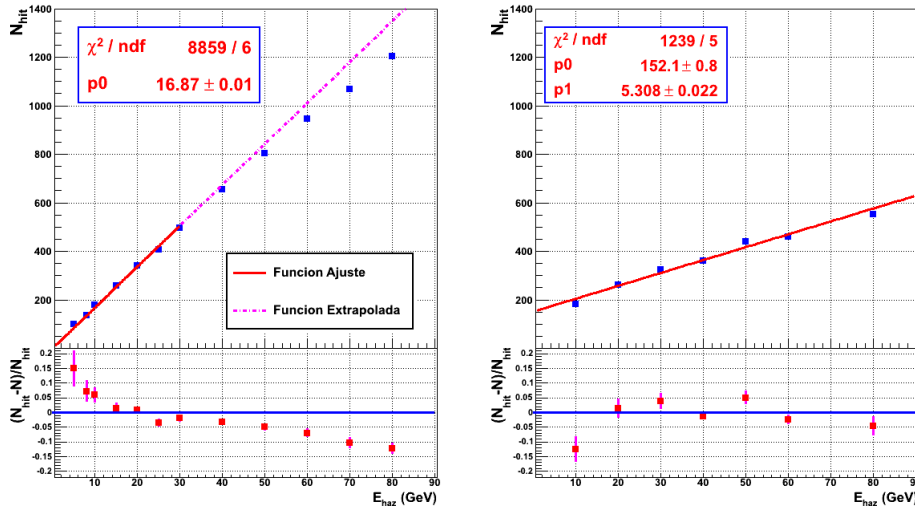


Figura 8.3: Respuesta del prototipo ante el N_{hit} para el caso de piones (izquierda) y de electrones (derecha)

En la tabla 8.2 se muestran los valores de los ajustes realizados para la respuesta del prototipo ante piones y electrones:

Piones	A (GeV/hits)	Electrones	A' (GeV)	B' (GeV/hits)
	16.87 ± 0.01		152.1 ± 0.8	5.308 ± 0.022

Tabla 8.2: Valores de los parámetros que se obtienen de los ajuste realizados para piones (ecuación 8.3) y para electrones (ecuación 8.4).

Para reconstruir la energía tanto de piones como de electrones se propuso la función dada por la expresión siguiente:

$$E_{rec} = B(N_{hit}) \cdot N_{hit} \quad (8.5)$$

donde $B(N_{hit})$ es un parámetro que depende linealmente del N_{hit} como:

$$B(N_{hit}) = C + D \cdot N_{hit} \quad (8.6)$$

con C y D parámetros obtenidos a través de los datos. Sustituyendo la expresión 8.6 en 8.5 se obtiene la función de reconstrucción de la energía medida por el prototipo:

$$E_{rec} = (C + D \cdot N_{hit}) \cdot N_{hit} \quad (8.7)$$

Los valores de los parámetros C y D (ver tabla 8.3) se obtienen ajustando los datos a esta función, tal y como se muestra en la figura 8.4 para piones (izquierda) y electrones (derecha).

Partícula	C (GeV/hits)	D (GeV/hits ²)
Piones	0.05509 ± 0.00830	$9.40 \cdot 10^{-6} \pm 0.11 \cdot 10^{-6}$
Electrones	0.02009 ± 0.02129	$2.296 \cdot 10^{-4} \pm 0.542 \cdot 10^{-4}$

Tabla 8.3: Valores de los parámetros C y D obtenidos de los propios datos.

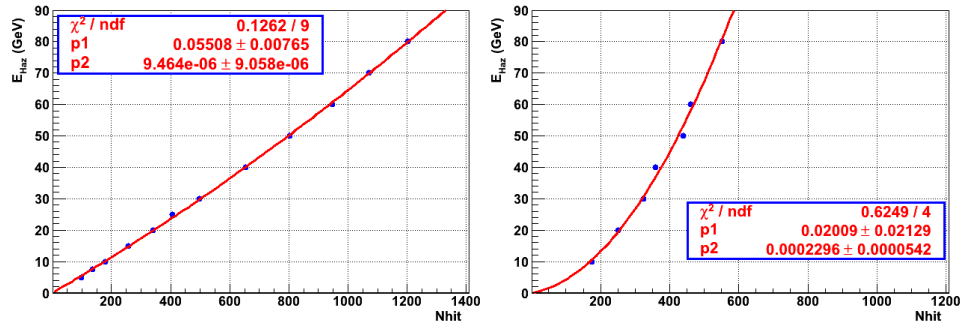


Figura 8.4: Función de ajuste utilizada para obtener los parámetros C y D para piones (izquierda) y electrones (derecha).

La función de reconstrucción dada por 8.7 se aplica sobre el número total de *hits* de cada suceso obteniéndose la distribución de la energía reconstruida. Estas distribuciones se ajustan con una función CB y se estiman sus valores medios y sus anchuras, como se muestra en la figura 8.5, obteniéndose así tanto la linealidad como la resolución en energía del prototipo.

En la figura 8.6 se representa la energía reconstruida con la expresión 8.7 frente a la energía del haz. Se observa un comportamiento lineal de la respuesta del prototipo con una variación relativa menor que el 5 % para ambos tipos de partículas. Únicamente esta variación relativa es mayor que el 13 % para piones de 5 GeV.

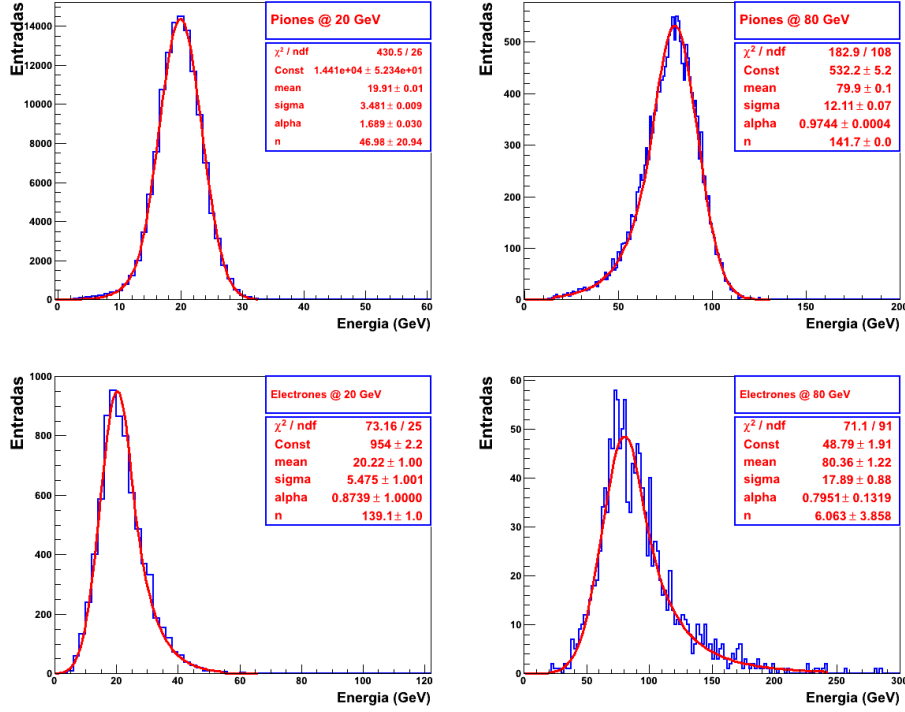


Figura 8.5: Distribuciones de la energía reconstruida para piones (superior) y electrones (inferior) de 20 *GeV* (izquierda) y 80 *GeV* (derecha) y el ajuste realizado con una función CB.

La resolución en energía ($\sigma(E)/E$), representada en la figura 8.7, se ajusta a una función dada por:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{p_1}{\sqrt{E}} \oplus p_0 \quad (8.8)$$

donde p_1 representa las fluctuaciones estadísticas sobre la medida y p_0 se debe a las características mecánicas del prototipo (zonas muertas, imperfecciones mecánicas, incertidumbres de calibración...). Los valores obtenidos para la resolución en energía para piones y electrones son:

$$\left. \frac{\sigma(E)}{E} \right|_{\pi} = \frac{(0.5571 \pm 0.0027)}{\sqrt{E}} \oplus (0.1276 \pm 0.0005) \quad (8.9)$$

$$\left. \frac{\sigma(E)}{E} \right|_e = \frac{(0.8694 \pm 0.0220)}{\sqrt{E}} \oplus (0.1905 \pm 0.0024) \quad (8.10)$$

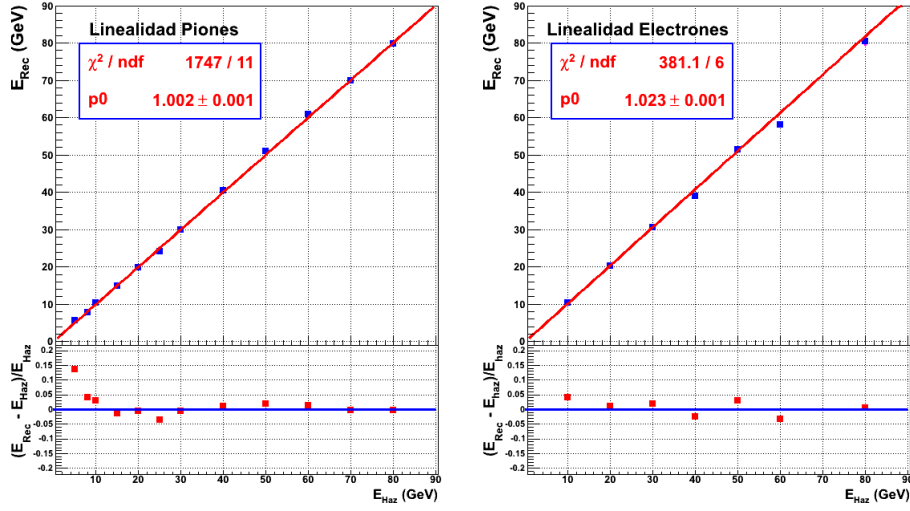


Figura 8.6: Valor medio de la energía reconstruida obtenido con el estudio digital para piones (izquierda) y electrones (derecha) en función de la energía del haz.

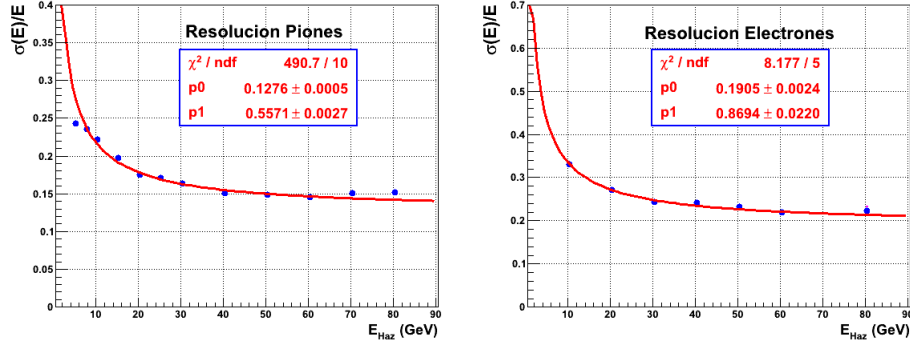


Figura 8.7: Resolución en energía obtenida con el estudio digital en función de la energía del haz para piones (izquierda) y electrones (derecha).

En la tabla 8.4 se muestran los resultados del valor medio de la distribución de la energía reconstruida (E_{rec}), la desviación relativa respecto de la energía del haz y la resolución en energía ($\sigma(E)/E$) que se obtienen para cada punto de energía tomado.

La incertidumbre de las medidas se computa mediante la suma cuadrática siguiente:

$$\Delta M = \sqrt{(\Delta M_{Estad})^2 + (\Delta M_{Sist})^2} \quad (8.11)$$

donde ΔM_{Estad} se corresponde con el error estadístico debido al ajuste con la función CB de las distribuciones de energía y ΔM_{Sist} es la incertidumbre sistemática que se introduce con el método de selección de las muestras de estudio descrito en el capítulo 6.

Partícula	E_{Haz} (GeV)	E_{Rec} (GeV)	$\frac{E_{Rec}-E_{Haz}}{E_{Haz}}$ (%)	$\sigma(E)/E$ (%)
Piones	5	5.68 ± 0.03	13.60 ± 0.37	24.29 ± 0.61
	7.5	7.81 ± 0.03	4.13 ± 0.12	23.56 ± 0.34
	10	10.31 ± 0.12	3.10 ± 0.35	22.11 ± 0.33
	15	14.80 ± 0.19	-1.33 ± 0.38	19.72 ± 0.36
	20	19.91 ± 0.11	-0.45 ± 0.04	17.52 ± 0.13
	25	24.15 ± 0.12	-3.40 ± 0.43	17.14 ± 0.13
	30	29.83 ± 0.10	-0.56 ± 0.06	16.36 ± 0.14
	40	40.50 ± 0.12	1.25 ± 0.15	15.06 ± 0.12
	50	50.96 ± 0.20	1.92 ± 0.39	14.81 ± 0.14
	60	60.79 ± 0.14	1.32 ± 0.19	14.54 ± 0.21
	70	69.88 ± 0.14	-0.17 ± 0.02	15.08 ± 0.12
	80	79.90 ± 0.13	-0.12 ± 0.01	15.15 ± 0.23
Electrones	10	10.40 ± 0.04	4.00 ± 0.15	33.07 ± 0.70
	20	20.21 ± 0.09	1.05 ± 0.09	27.07 ± 0.28
	30	30.59 ± 0.21	1.97 ± 0.41	24.45 ± 0.64
	40	39.06 ± 0.26	-2.35 ± 0.63	24.19 ± 0.58
	50	51.46 ± 0.23	2.92 ± 0.67	23.16 ± 0.35
	60	58.11 ± 0.25	-3.15 ± 0.83	21.97 ± 0.13
	80	80.36 ± 1.22	0.45 ± 0.55	22.26 ± 1.43

Tabla 8.4: Valores medios de la energía reconstruida, su desviación relativa a la energía del haz y la resolución en energía obtenidos con el estudio en modo digital para piones y electrones.

Como se observa en la tabla 8.4, los errores finales de las propiedades medidas de las cascadas electromagnéticas son, generalmente, mayores que en el caso de las cascadas hadrónicas. Más adelante se verá que la componente sistemática representa una pequeña contribución al error final siendo la componente estadística la dominante, sobre todo en el caso de la resolución en energía de los electrones.

El proceso de selección descrito en el capítulo 6 introduce una incertidumbre sistemática que se debe a los valores que se establecieron como óptimos para la selección de las diferentes muestras de estudio. Para estimar esta incertidumbre sistemática se estudian las condiciones con las que se realizó:

- La discriminación entre aquellas partículas que se comportan como MIPs y el resto que desarrollan cascadas a su paso por el prototipo. Para esta selección se estableció que 2.5 era el valor óptimo como límite superior de la densidad. Se repitió el mismo análisis usando 3 (el valor utilizado para la selección de la muestra de muones con la que se

realizaron los estudios de eficiencia y multiplicidad presentados en el capítulo 7) y 3.5, para estimar el efecto que tendría en los resultados haber elegido un valor mayor.

- La separación entre señales producidas por piones y las de electrones. Para ello, se exigió el cumplimiento de la condición dada por 6.11. En este caso, se evaluó $f(E) \pm 10\%$, donde $f(E)$ viene dada por la expresión 6.10.

En la tabla 8.5 se muestran los errores estadísticos relativos de la energía reconstruida y de la resolución en energía. En la tabla 8.1 se puede ver que la estadística para el caso de electrones es bastante menor que para piones en cada punto de energía. Por ello, la incertidumbre estadística que se obtiene para electrones tiene mayor importancia que para piones, especialmente para los electrones de 80 GeV.

Por otro lado, los errores sistemáticos obtenidos después de evaluar la energía reconstruida y la resolución en energía con las variaciones de los valores óptimos de la densidad y de la función $f(E)$, se representan, respectivamente, en las tablas 8.6 y 8.7. Para cada punto de energía, puede verse que no hay grandes diferencias entre una selección y otra.

Error relativo estadístico			
Partícula	E_{haz} (GeV)	ΔE_{haz} (%)	$\Delta\sigma(E)/E$ (%)
Piones	5	0.28	1.15
	7.5	0.17	0.70
	10	0.10	0.53
	15	0.07	0.41
	20	0.05	0.30
	25	0.08	0.44
	30	0.10	0.53
	40	0.02	0.46
	50	0.11	0.64
	60	0.15	0.89
	70	0.13	0.80
	80	0.13	0.71
Electrones	10	0.10	1.84
	20	0.35	0.89
	30	0.59	2.59
	40	0.56	2.36
	50	0.42	1.51
	60	0.39	0.55
	80	1.52	6.43

Tabla 8.5: Errores estadísticos relativos obtenidos para la energía reconstruida y para la resolución en energía en el estudio digital.

Error relativo debido al corte en densidad					
Densidad < 3			Densidad < 3.5		
Partícula	E_{haz} (GeV)	ΔE_{haz} (%)	$\Delta\sigma(E)/E$ (%)	ΔE_{haz} (%)	$\Delta\sigma(E)/E$ (%)
Piones	5	0.30	1.15	0.14	0.86
	7.5	0.05	0.22	0.15	0.22
	10	0.08	0.26	1.06	1.29
	15	0.01	0.27	1.33	1.59
	20	0.02	0.14	0.52	0.64
	25	0.05	0.08	0.46	0.49
	30	0.05	0.17	0.22	0.33
	40	< 0.01	0.13	0.24	0.37
	50	0.05	0.28	0.33	0.56
	60	0.02	0.62	0.09	0.69
	70	0.16	0.25	0.02	0.11
	80	0.08	0.56	0.06	0.53
Electrones	10	0.03	0.39	0.12	0.55
	20	0.06	0.24	0.09	0.34
	30	0.14	0.14	< 0.01	0.05
	40	0.02	0.22	0.04	0.10
	50	0.01	0.03	0.03	0.03
	60	0.03	0.08	0.06	0.13
	80	0.01	0.05	0.08	0.17

Tabla 8.6: Incertidumbres sistemáticas relativas para la energía reconstruida y para la resolución en energía en el estudio digital obtenidas con la variación de la variable densidad.

Error relativo debido al corte usado para la separación e^-/π					
$f(E) - 10\%$			$f(E) + 10\%$		
Partícula	E_{haz} (GeV)	ΔE_{haz} (%)	$\Delta\sigma(E)/E$ (%)	ΔE_{haz} (%)	$\Delta\sigma(E)/E$ (%)
Piones	5	0.23	1.28	0.24	1.12
	7.5	0.25	0.99	0.17	0.70
	10	< 0.17	0.42	0.42	0.44
	15	0.12	0.32	0.13	0.78
	20	0.08	0.08	0.12	0.21
	25	0.15	0.37	0.08	0.24
	30	0.24	0.54	0.04	0.19
	40	0.18	0.50	0.07	0.20
	50	0.19	0.24	0.02	0.25
	60	0.16	0.39	0.03	0.63
	70	0.01	0.11	0.01	0.10
	80	0.03	1.02	0.03	0.50
Electrones	10	0.07	0.36	0.34	0.66
	20	0.06	0.08	0.23	0.33
	30	0.36	0.42	0.07	0.10
	40	0.26	0.34	0.23	0.36
	50	0.12	0.16	0.10	0.14
	60	0.09	0.10	0.15	0.17
	80	0.06	0.09	0.08	0.11

Tabla 8.7: Incertidumbres sistemáticas relativas para la energía reconstruida y para la resolución en energía en el estudio digital obtenidas variando la función $f(E)$.

8.3. Estudio del modo semidigital

El estudio semidigital proporciona un mayor aprovechamiento de la información proporcionada por los datos recolectados durante las campañas de pruebas de 2012. En efecto, con el uso de los tres umbrales, además de identificar los *pads* a través de los que se ha detectado señal, se podrá tener información acerca de la carga inducida tras el paso de una partícula, indicando si esta carga es baja, alta o muy alta según el umbral superado por la señal.

En la figura 8.8 se representan, a modo de ejemplo, la proyección en X de los *pads* en los que se ha producido una señal debido al paso de un pion (superior) y de un electrón (inferior), ambos a 80 GeV, y donde cada color representa el mayor umbral que ha sido superado (el verde representa el primer umbral, el azul el segundo y el rojo el tercero). Puede verse que la mayoría de los *hits* que superan el segundo y el tercer umbral se encuentran en el centro de la cascada lo que proporciona una idea de lo densos e intensos que son los núcleos de las mismas. Por otro lado, con este ejemplo se muestra, también, el gran detalle con el que se aprecian las cascadas y el bajo nivel de ruido existente.

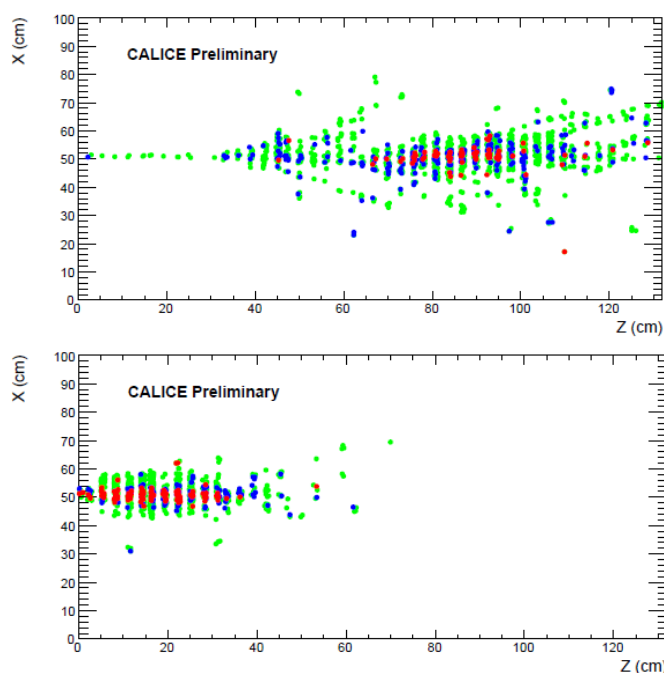


Figura 8.8: Proyección en X de los *hits* registrados debidos a una cascada hadrónica generada por un pion (superior) y otra electromagnética producida por un electrón (inferior) ambos de 80 GeV. El color rojo corresponde a las señales que superan el tercer umbral, el azul al segundo y el verde al primero.

El uso de la información de los tres umbrales permite tener en cuenta la cantidad de carga que se deposita, mejorando la resolución en energía del prototipo, como se verá más adelante. El número total de *hits* registrados en cada suceso puede descomponerse en el número de *hits*, también en cada suceso, que pasa solo el primer umbral (N_1), el número de *hits* que pasa el segundo pero no el tercero (N_2) y el número de *hits* que pasa el tercero (N_3):

$$N_{hit} = N_1 + N_2 + N_3 \quad (8.12)$$

En la figura 8.9 se muestra los valores medios del número total de *hits* y del número de *hits* de acuerdo al mayor de los umbrales superado en función de la energía del haz para piones (izquierda) y para electrones (derecha).

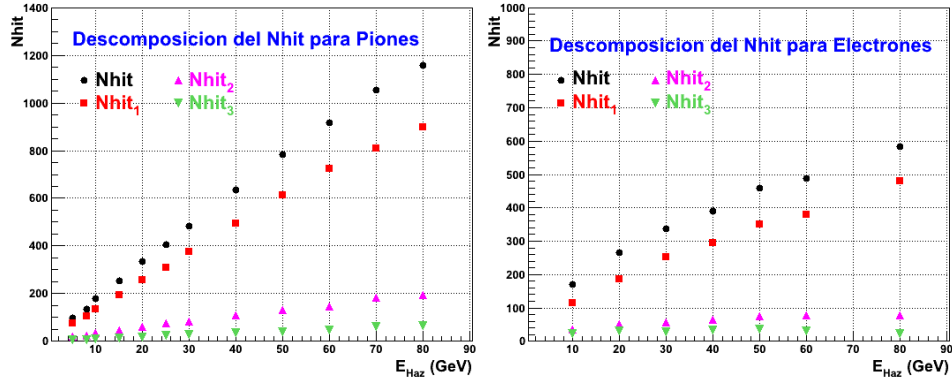


Figura 8.9: Representación en función de la energía del haz de los valores medios obtenidos para el número total de hits del suceso y para el número de *hits* según el mayor umbral que ha sido superado, para piones (izquierda) y electrones (derecha).

La función de reconstrucción de la energía propuesta depende del número de *hits* que supera cada uno de los umbrales (N_1 , N_2 , N_3) en cada suceso y de un conjunto de parámetros (α , β y γ). Esta función de reconstrucción viene dada por:

$$E_{rec} = \alpha N_1 + \beta N_2 + \gamma N_3 \quad (8.13)$$

La complejidad de la estructura de las cascadas hadrónicas y electromagnéticas hace que α , β y γ no sean constantes en un amplio rango energético y van a expresarse mediante una parametrización en función del número total de *hits* (N_{hit}) de la forma siguiente:

$$\begin{aligned} \alpha(N_{hit}) &= \alpha_0 + \alpha_1 N_{hit} + \alpha_2 N_{hit}^2 \\ \beta(N_{hit}) &= \beta_0 + \beta_1 N_{hit} + \beta_2 N_{hit}^2 \\ \gamma(N_{hit}) &= \gamma_0 + \gamma_1 N_{hit} + \gamma_2 N_{hit}^2 \end{aligned} \quad (8.14)$$

El valor óptimo de los parámetros α_i , β_i , γ_i , donde $i = 0, 1$, y 2 , se obtiene mediante la minimización del siguiente χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{i=0}^N \frac{(E_{haz} - E_{rec}^i)^2}{E_{haz}} \quad (8.15)$$

La parametrización de las funciones $\alpha(N_{hit})$, $\beta(N_{hit})$ y $\gamma(N_{hit})$ en función del número de *hits* se representa en la figura 8.10 para piones (izquierda) y electrones (derecha). Esta parametrización no es única y pueden proponerse otras con las que se minimicen el χ^2 dado por 8.15. Se obtienen diferentes valores para los parámetros de las funciones $\alpha(N_{hit})$, $\beta(N_{hit})$ y $\gamma(N_{hit})$ dependiendo de la muestra de sucesos utilizada. El grupo SDHCAL ha realizado otros análisis con un proceso de selección diferente a la presentada en el capítulo 6 y usando parte de los datos, se obtuvo una parametrización diferente que sin embargo dio lugar a resultados similares[64, 65, 66].

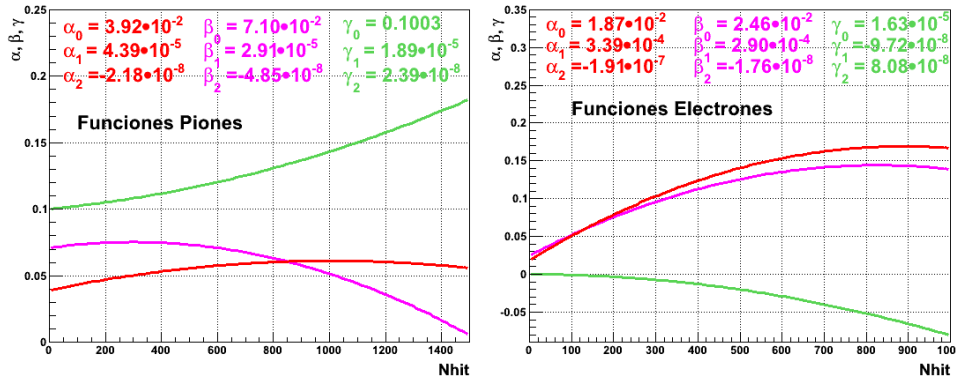


Figura 8.10: Parametrización de las funciones $\alpha(N_{hit})$, $\beta(N_{hit})$ y $\gamma(N_{hit})$ en función del N_{hit} para piones (izquierda) y para electrones (derecha).

Aplicando la función de reconstrucción dada por 8.13 sobre cada suceso registrado se obtienen las distribuciones de energía que se representan en la figura 8.11. Estas distribuciones se ajustan a una función CB tal y como se hizo en el caso digital (ver sección 8.2) para obtener los valores medios de la energía reconstruida y la anchura de la distribución.

Con los valores medios se determina la linealidad de la respuesta del prototipo, como se ve en la figura 8.12 para piones (izquierda) y electrones (derecha). Se observa que el prototipo se comporta de forma lineal para el caso de cascadas hadrónicas, midiéndose con una desviación inferior al 5 % respecto del valor de la energía del haz. Además se consigue una mejora en la reconstrucción del valor medio de la energía para los piones a 5 GeV respecto del estudio digital. Por otro lado, el comportamiento del prototipo para electrones es prácticamente igual al del estudio digital, donde las desviaciones relativas de la energía se encuentran en torno al 5 %.

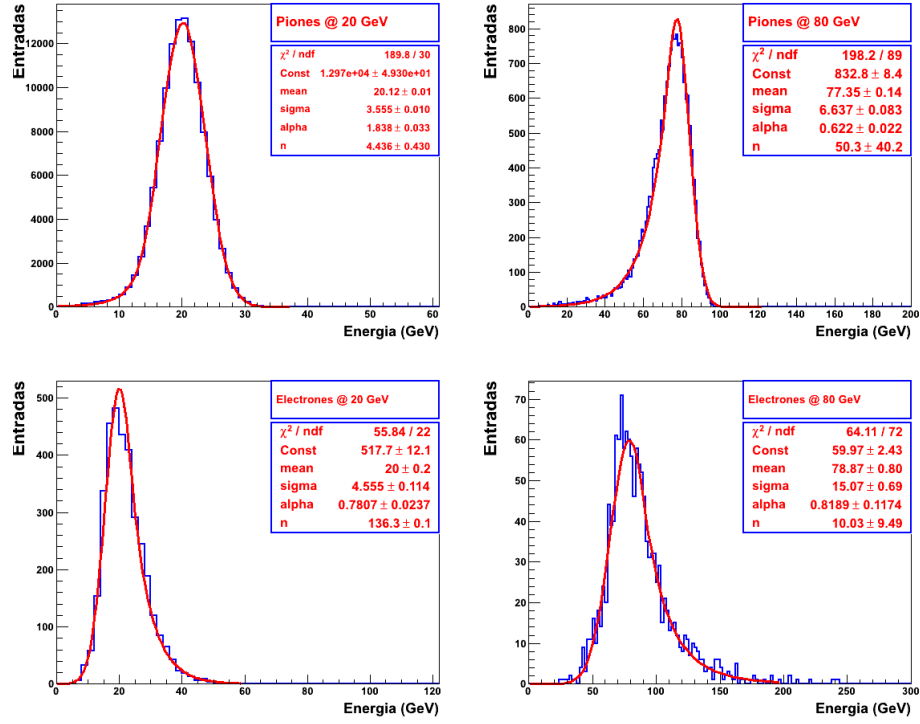


Figura 8.11: Distribuciones de la energía reconstruida obtenida con el estudio semidigital para piones (superior) y electrones (inferior) de 20 GeV (izquierda) y 80 GeV (derecha) tras el ajuste con una función CB.

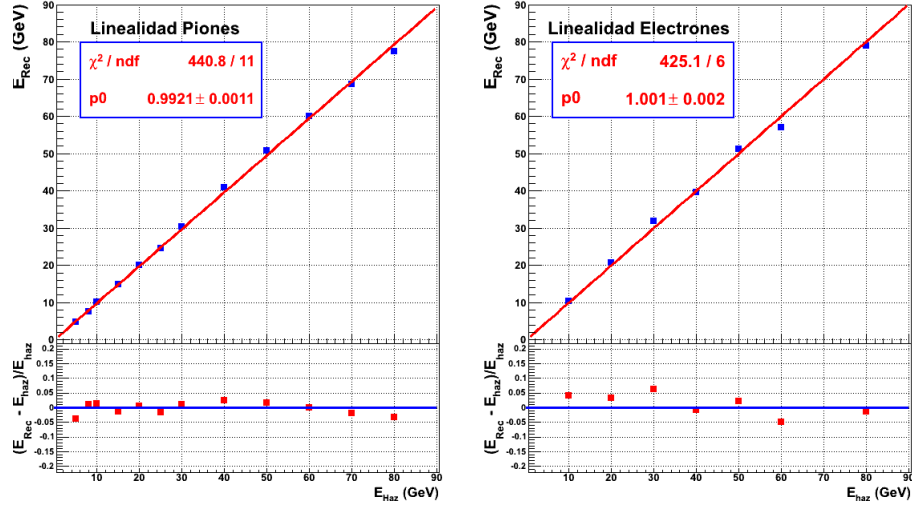


Figura 8.12: Energía reconstruida que se obtiene con el estudio semidigital para piones (izquierda) y para electrones (derecha) en función de la energía del haz.

Por otro lado, con la anchura y el valor medio de la distribución se obtiene la resolución en energía ($\sigma(E)/E$). En la figura 8.13 se representa la resolución en energía en función de la energía del haz para piones (derecha) y electrones (izquierda) que se obtiene con el estudio semidigital. La función utilizada para el ajuste de estos datos viene dada por la expresión 8.8, obteniéndose que:

$$\left. \frac{\sigma(E)}{E} \right|_{\pi} = \frac{(0.6744 \pm 0.0029)}{\sqrt{E}} \oplus (0.0894 \pm 0.0007) \quad (8.16)$$

$$\left. \frac{\sigma(E)}{E} \right|_e = \frac{(0.8688 \pm 0.0234)}{\sqrt{E}} \oplus (0.1601 \pm 0.0035) \quad (8.17)$$

Las barras de error en cada punto, tanto para la linealidad como para la resolución, contienen tanto los errores estadísticos como los sistemáticos, y se determinan por medio de la suma cuadrática dada por 8.11. Los errores sistemáticos se han estimado siguiendo el mismo procedimiento descrito en el estudio digital. En las tablas 8.8, 8.9 y 8.10 se representan los errores estadísticos y sistemáticos relativos que se obtienen para la energía reconstruida y la resolución en energía en el estudio semidigital. Puede verse que, al igual que en el caso digital, la incertidumbre estadística tiene una mayor influencia en el error final.

En la tabla 8.11 se muestran los resultados obtenidos con el estudio en modo semidigital para la energía reconstruida, para la desviación respecto de la energía del haz y para la resolución en energía, tanto para piones como para electrones. Al igual que en el estudio digital, el prototipo presenta peores resultados en la medida de cascadas electromagnéticas, indicando, como era de esperar, que no es apropiado para medir electrones. Por un lado, el espesor del absorbente, con más de una longitud de radiación, resulta inapropiado para poder tener una buena medida de las cascadas electromagnéticas. Por otro lado, el tamaño de los *pads* también resulta excesivo, debido a que las cascadas electromagnéticas son mucho más estrechas que las hadrónicas.

Error relativo estadístico			
Partícula	E_{haz} (GeV)	ΔE_{haz} (%)	$\Delta\sigma(E)/E$ (%)
Piones	5	0.31	1.06
	7.5	0.17	0.56
	10	0.10	0.47
	15	0.13	0.43
	20	0.05	0.33
	25	0.08	0.31
	30	0.10	0.52
	40	0.07	0.52
	50	0.10	0.70
	60	0.15	0.95
	70	0.15	1.12
	80	0.18	1.43
Electrones	10	0.96	2.66
	20	0.48	1.93
	30	0.34	1.49
	40	0.20	0.78
	50	0.35	1.59
	60	0.31	1.60
	80	1.01	5.60

Tabla 8.8: Errores estadísticos relativos obtenidos para la energía reconstruida y para la resolución en energía en el estudio semidigital.

Error relativo debido al corte en densidad					
Densidad < 3			Densidad < 3.5		
Partícula	E_{haz} (GeV)	ΔE_{haz} (%)	$\Delta\sigma(E)/E$ (%)	ΔE_{haz} (%)	$\Delta\sigma(E)/E$ (%)
Piones	5	0.17	1.00	0.28	1.19
	7.5	0.16	0.23	0.33	0.61
	10	0.11	0.33	0.23	0.31
	15	0.26	0.51	0.21	0.61
	20	0.20	0.31	0.27	0.39
	25	0.08	0.12	0.37	0.41
	30	0.22	0.34	0.21	0.33
	40	0.07	0.22	0.05	0.18
	50	0.11	0.38	< 0.01	0.27
	60	0.10	0.82	0.14	0.87
	70	0.03	0.16	0.14	0.27
	80	0.06	0.92	0.07	0.94
Electrones	10	0.17	0.45	0.15	0.46
	20	0.10	0.34	0.13	0.45
	30	0.03	0.25	0.07	0.24
	40	0.08	0.39	0.18	0.67
	50	0.09	0.32	0.11	0.24
	60	0.06	0.16	0.10	0.22
	80	0.07	0.45	0.05	0.49

Tabla 8.9: Incertidumbres sistemáticas relativas para la energía reconstruida y para la resolución en energía en el estudio semidigital obtenidas con la variación de la variable densidad.

Error relativo debido al corte usado para la separación e^-/π					
$f(E) - 10\%$			$f(E) + 10\%$		
Partícula	E_{haz} (GeV)	ΔE_{haz} (%)	$\Delta\sigma(E)/E$ (%)	ΔE_{haz} (%)	$\Delta\sigma(E)/E$ (%)
Piones	5	0.08	1.09	0.08	1.09
	7.5	0.17	0.71	0.12	0.66
	10	0.43	0.44	0.23	0.25
	15	0.06	0.69	0.07	0.70
	20	0.02	0.11	0.03	0.12
	25	0.08	0.23	0.08	0.24
	30	0.05	0.19	0.05	0.20
	40	< 0.01	0.14	< 0.01	0.14
	50	0.05	0.32	0.06	0.33
	60	0.02	0.75	0.02	0.76
	70	0.17	0.29	0.23	0.36
	80	0.08	0.95	0.07	0.93
Electrones	10	0.13	0.48	0.15	0.46
	20	0.11	0.31	0.14	0.45
	30	0.09	0.10	0.04	0.35
	40	0.05	0.27	0.13	0.27
	50	0.02	0.05	0.06	0.29
	60	0.06	0.13	0.12	0.23
	80	0.06	0.10	0.06	0.16

Tabla 8.10: Incertidumbres sistemáticas relativas para la energía reconstruida y para la resolución en energía en el estudio semidigital obtenidas variando la función $f(E)$.

Partícula	E_{Haz} (GeV)	E_{Rec} (GeV)	$\frac{E_{Rec}-E_{Haz}}{E_{Haz}}$ (%)	$\sigma(E)/E$ (%)
Piones	5	4.82 ± 0.02	-3.68 ± 0.09	24.98 ± 0.61
	7.5	7.60 ± 0.04	1.27 ± 0.06	23.68 ± 0.31
	10	10.14 ± 0.05	1.40 ± 0.08	22.89 ± 0.20
	15	14.82 ± 0.06	-1.20 ± 0.07	20.22 ± 0.27
	20	20.12 ± 0.07	0.60 ± 0.04	17.67 ± 0.11
	25	24.62 ± 0.10	-1.52 ± 0.16	17.02 ± 0.11
	30	30.32 ± 0.10	1.07 ± 0.11	15.68 ± 0.12
	40	40.97 ± 0.05	2.42 ± 0.11	13.71 ± 0.08
	50	50.83 ± 0.09	1.66 ± 0.14	12.59 ± 0.12
	60	60.05 ± 0.14	0.08 ± 0.01	12.05 ± 0.22
	70	68.63 ± 0.24	-1.96 ± 0.48	10.45 ± 0.13
	80	77.35 ± 0.18	-3.31 ± 0.62	8.58 ± 0.20
Electrones	10	10.40 ± 0.11	4.00 ± 0.40	33.94 ± 0.96
	20	20.65 ± 0.11	3.25 ± 0.35	23.42 ± 0.49
	30	31.87 ± 0.12	6.23 ± 0.69	21.81 ± 0.34
	40	39.66 ± 0.13	-0.85 ± 0.11	21.61 ± 0.25
	50	51.14 ± 0.19	2.28 ± 0.44	20.47 ± 0.34
	60	57.05 ± 0.21	-4.91 ± 1.09	19.05 ± 0.31
	80	78.87 ± 0.81	-1.41 ± 1.15	19.10 ± 1.07

Tabla 8.11: Valores medios de la energía reconstruida, su desviación relativa a la energía del haz y la resolución en energía obtenidos con el estudio en modo semidigital para piones y electrones.

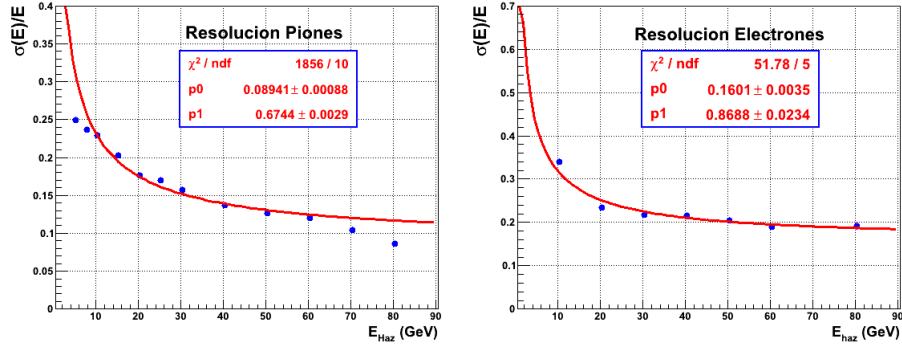


Figura 8.13: Resolución en energía que se obtiene con el estudio semidigital para piones (izquierda) y para electrones (derecha) en función de la energía del haz.

8.4. Comparación de los modos digital y semidigital

En esta sección se comparan los resultados obtenidos con los estudios digital y semidigital para poder comprender mejor las ventajas de utilizar la información que proporcionan los tres umbrales de discriminación

En la figura 8.14 se muestran las distribuciones de la energía reconstruida de piones (superior) y electrones (inferior) obtenidas para el estudio digital (línea roja) y semidigital (rayado azul) para las energías de 20 *GeV* (izquierda) y de 80 *GeV* (derecha). Para 20 *GeV* las distribuciones que se obtienen para las cascadas hadrónicas son muy similares. En cambio, para el caso de piones a 80 *GeV* la distribución de energía que se obtiene en el estudio semidigital es más estrecha que la que se obtiene con el estudio digital. Las distribuciones de energía reconstruida de las cascadas electromagnéticas difieren muy poco en términos de anchura en ambos estudios.

En la figura 8.15 se representan las resoluciones en energía de piones (izquierda) y electrones (derecha) para los estudios en modo digital (círculos rojos) y semidigital (triángulos azules). Para el caso hadrónico, se encuentra una mejora de la resolución en energía respecto al estudio digital a partir de los 30 *GeV*. Para los piones tomados a 80 *GeV* la mejora de la resolución en energía en términos absolutos es más de un 5 %. En cambio, la medida de la energía de las cascadas electromagnéticas con este prototipo, no proporciona una mejora sustancial de la resolución en el estudio semidigital. Salvo para el caso de los electrones tomados a 10 *GeV*, sólo se obtiene una mejora de la resolución de $\sim 2\%$ respecto del estudio digital para el resto de puntos de energía tomados. Esto se debe, principalmente, a las limitaciones que introduce el tamaño del *pad* (1 *cm*²), al espesor del material absorbente entre dos planos detectores (2 *cm*) y a que los valores utilizados para los tres umbrales establecidos no son los apropiados para medir la energía electromagnética depositada por los electrones que pasan a través del prototipo.

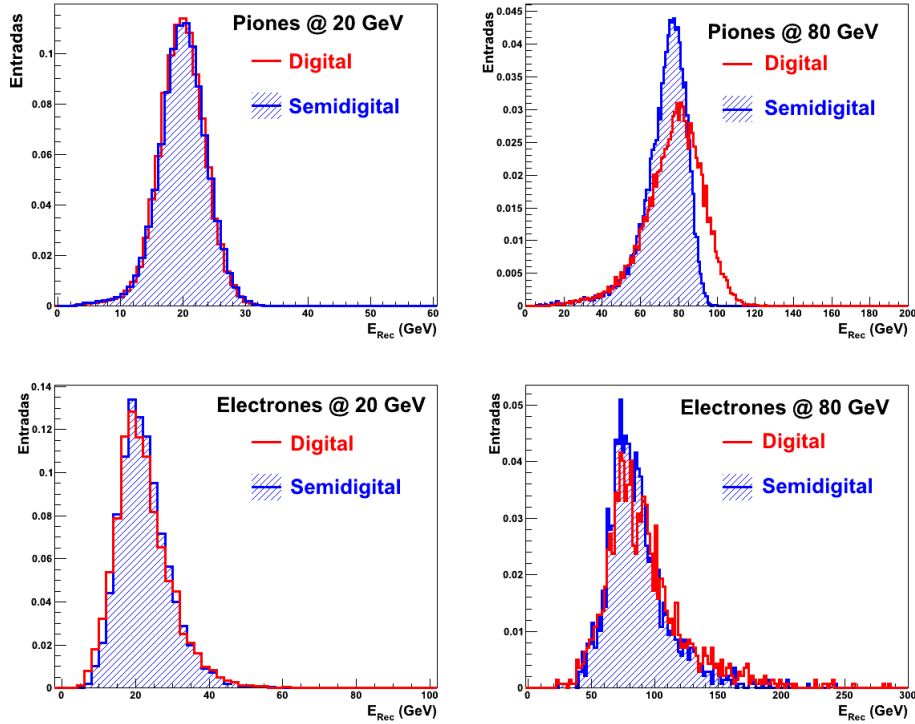


Figura 8.14: Comparación de las distribuciones de la energía reconstruida para piones (superior) y electrones (inferior) a 20 GeV (izquierda) y 80 GeV (derecha) con el estudio digital (línea roja) y semidigital (rayado azul).

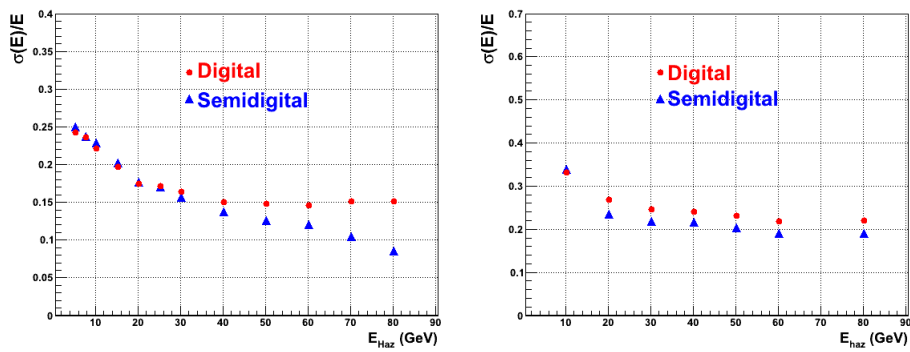


Figura 8.15: Comparación de la resolución en energía de piones (derecha) y electrones (izquierda) obtenidas con los estudios digital(círculos rojos) y semidigital(triángulos azules)

Resumen y Conclusiones

El objetivo de esta tesis es estudiar las prestaciones de un calorímetro hadrónico altamente segmentado tanto longitudinal como transversalmente que usa como medio activo cámaras de planos de vidrio resistivo (GRPC) con lectura semidigital por medio de *pads* de $1 \times 1 \text{ cm}^2$. Con ello, se pretende mostrar la viabilidad de este tipo de calorímetro para poder ser utilizado en los experimentos de futuros colisionadores lineales e^+e^- , y en particular en el ILC (*International Linear Collider*).

El trabajo se ha desarrollado en el marco de la Colaboración CALICE, dentro del grupo SDHCAL. En esta tesis se describe el proceso que el grupo SDHCAL ha seguido durante los últimos años para la construcción de un prototipo de calorímetro de $\sim 1 \text{ m}^3$, con 48 GRPCs de $1 \times 1 \text{ m}^2$ y cerca de medio millón de canales de lectura. Además, se presentan los resultados obtenidos en las pruebas realizadas con haces de partículas en diferentes áreas experimentales del CERN.

El proceso de construcción y validación del prototipo puede dividirse en tres etapas bien diferenciadas:

1. Se desarrollaron los detectores que, junto con su electrónica asociada, constituyen el medio activo del prototipo SDHCAL. Para ello, se construyeron GRPCs de diferentes tamaños hasta la construcción de los primeros prototipos de GRPCs de 1 m^2 que fueron probados durante 2010 y 2011 en diferentes áreas experimentales del CERN. Mi participación en estas campañas fue muy activa colaborando en el montaje del dispositivo experimental, toma de datos y en el análisis realizado de los mismos.
2. Durante los primeros meses de 2011 se construyó en el CIEMAT la estructura mecánica del prototipo. El diseño de esta estructura se realizó teniendo en cuenta los requisitos que se impondrán al calorímetro hadrónico para el detector final de uno de los experimentos del ILC. Dentro de estos requisitos se incluyeron que la estructura del detector ha de ser compacta y deben minimizarse los espacios muertos. Esto se tradujo, entre otros factores, en la necesidad de tener una alta precisión en los valores del espesor y planitud de los planos de absorbente

utilizados. Por ello, fue necesario realizar pruebas estrictas de control de calidad tanto sobre las componentes individuales como durante el ensamblaje de la estructura. Mi principal aportación se centró en participar tanto en la definición del proceso de control de calidad como en la posterior realización de las mediciones de control. Una vez terminada la estructura mecánica, ésta fue trasladada al CERN, donde se llevó a cabo la inserción en el interior de la estructura de las *cassettes* que incluían los detectores GRPCs y su posterior cableado.

3. Durante el año 2012 se llevaron a cabo tres campañas de pruebas del prototipo con haces de partículas, que tuvieron lugar en diferentes épocas del año en el SPS del CERN. Mi contribución incluyó la participación tanto en el montaje del dispositivo experimental como en la toma de datos y en su posterior análisis.

Los estudios realizados durante las campañas de pruebas de 2010 y 2011 sirvieron para determinar las prestaciones de los primeros prototipos de GRPCs de 1 m^2 : eficiencia, multiplicidad en función de la tensión y del umbral de carga aplicados y la homogeneidad de detección de las GRPCs. Se utilizó un 93 % de tetrafluoroetano (*TFE*), un 5 % de isobutano (C_4H_{10}) y un 2 % de SF_6 como mezcla de gas.

En los estudios realizados se pudo ver que a partir de los 7.2 kV comienza la zona de *plateau* donde esas GRPCs tuvieron una eficiencia superior al 94 % y el tamaño medio del cluster determinado estaba en torno a los 2 *pads*. Por otro lado, la eficiencia disminuía al aumentar el umbral de carga, manteniéndose por encima del 90 % hasta valores superiores a 400 *fC*. Las GRPCs no detectaban nada para umbrales mayores a 600 *fC*. El tamaño medio del cluster también disminuía ligeramente al aumentar el valor del umbral. Además se pudo comprobar que las GRPCs utilizadas en estas campañas de tests tuvieron un comportamiento homogéneo a nivel de detección tanto para la multiplicidad como para la eficiencia, encontrándose que casi todos los *pads* presentan eficiencias superiores al 90 %.

Durante las tres campañas de 2012, el prototipo SDHCAL fue expuesto a haces de piones y de electrones, estos últimos con una alta contaminación de piones, cubriendo un amplio rango energético entre los 5 y los 80 *GeV*. Estas campañas sirvieron para estudiar las prestaciones que presenta un prototipo de estas características y para validar de la tecnología SDHCAL como posible candidato a constituir el calorímetro hadrónico final de uno de los experimentos del ILC. En la mezcla de gas utilizada se sustituyó la componente de isobutano por CO_2 en la misma proporción.

Para el estudio de las prestaciones del prototipo se desarrolló un método para distinguir entre las señales producidas por el paso de las diferentes partículas. Estas prestaciones fueron divididas en dos tipos: las prestaciones (eficiencia, multiplicidad y homogeneidad de detección) de los detectores

individuales que conformaron el medio activo del mismo y la prestaciones como calorímetro en materia de linealidad y resolución en energía, para lo que se realizaron un estudio en modo digital y otro en modo semidigital.

El cálculo de la eficiencia y multiplicidad de las GRPCs se realizó con las muestras de muones seleccionadas. Aprovechando que se tomaron datos en distintos momentos del año, pudo estudiarse la estabilidad de la eficiencia y multiplicidad de los detectores, encontrando una respuesta promedio de detección de las GRPCs bastante similar independientemente de la fecha en la que se realizó la toma de datos. De este modo, se realizó un estudio de la eficiencia y multiplicidad de cada una de las GRPCs considerando todos los datos de muones tomados en su conjunto. Se obtuvo que la gran mayoría de GRPCs tienen eficiencias de $\sim 94\%$ y multiplicidades de ~ 1.7 *pads*. Tanto la eficiencia de las GRPCs como la multiplicidad de las mismas tienen un comportamiento homogéneo a lo largo de la región de detección. Con dos métodos diferentes se estimó el nivel de ruido que poseen los detectores del prototipo. La cantidad de ruido encontrada tanto en los sucesos reales como, únicamente, en los sucesos de muones seleccionados se consideran compatibles, obteniéndose entre ~ 1 -2 *pad/suceso* de ruido.

En función de estos resultados, puede concluirse que las prestaciones de los detectores individuales que conformaron el medio activo del prototipo son las adecuadas.

Los estudios de linealidad y resolución fueron realizados con las muestras de piones y electrones seleccionadas. Después de reconstruir la energía utilizando la información de un solo umbral de discriminación, el prototipo presentó un comportamiento lineal para ambos tipos de partículas, encontrándose desviaciones relativas al valor medio de la energía $< 5\%$ excepto para la reconstrucción de las señales debidas a los piones tomados a 5 GeV de energía. La resoluciones obtenidas para piones y electrones son:

$$\left. \frac{\sigma(E)}{E} \right|_{\pi} = \frac{(0.5571 \pm 0.0027)}{\sqrt{E}} \oplus (0.1276 \pm 0.0005)$$

$$\left. \frac{\sigma(E)}{E} \right|_e = \frac{(0.8694 \pm 0.0220)}{\sqrt{E}} \oplus (0.1905 \pm 0.0024)$$

Tras reconstruir la energía haciendo uso de la información de los tres umbrales de discriminación, se obtuvo que el prototipo también tuvo un comportamiento lineal para piones, incluso para aquellos tomados a 5 GeV, con desviaciones relativas $< 5\%$. Para el caso de electrones se encontraron, de un modo general, desviaciones relativas de $\sim 5\%$. Por otro lado, las resoluciones en energía obtenidas son:

$$\left. \frac{\sigma(E)}{E} \right|_{\pi} = \frac{(0.6744 \pm 0.0029)}{\sqrt{E}} \oplus (0.0894 \pm 0.0007)$$

$$\left. \frac{\sigma(E)}{E} \right|_e = \frac{(0.8688 \pm 0.0234)}{\sqrt{E}} \oplus (0.1601 \pm 0.0035)$$

La conclusión principal que se obtiene es que, se consiguieron buenos resultados tras la realización del análisis de los datos, incluso sin introducir ningún tipo de calibración. Con el uso de la información que proporciona los tres umbrales de discriminación, el prototipo mejora considerablemente la resolución en energía para piones de alta energía, a partir de los 30 GeV . Para piones a 80 GeV , puede observarse que la resolución en energía mejora en más de un 5% respecto del estudio digital. En cambio, para electrones la mejora de la resolución en energía es inferior al 2% y similar para todos los puntos de energía tomados y se obtienen peores resultados que para las cascadas hadrónicas. El uso de un *pad* de 1 cm^2 de dimensión y los 2 cm de espesor de material absorbente entre dos planos detectores hace que un prototipo de estas características no sea apropiado para la medida de electrones.

La construcción de este prototipo y los resultados obtenidos en pruebas con haces de partículas, han demostrado la viabilidad de esta tecnología para constituir el calorímetro hadrónico de uno de los experimentos del futuro ILC, como quedó patente en el volumen 4 del TDR del ILC[8], destinado a la descripción de las tecnologías consideradas para tal fin.

Summary

Electron-positron linear colliders have been proposed as next generation particle colliders to complement and extend the physics programme of the LHC (Large Hadron Collider) at CERN. Currently, two projects, ILC (International Linear Collider) and CLIC (Compact Linear Collider), have been suggested by the international community to reach this purpose. The requirements for a detector for both linear colliders are defined by the precision needed to fully exploit the physics potential of these colliders. In particular, one of the most important requirements is an excellent jet energy resolution. This can be achieved with the particle-flow concept in which the overall detector performance for jet reconstruction is optimised by reconstructing each particle individually. For this reason, the calorimeter system has to have unprecedented granularity fulfilling the task of shower separation and providing excellent jet energy resolution and background separation.

CALICE (CALorimetry LInear Collider Experiments) is an international collaboration that performs R&D activities in highly granular calorimeters in order to select the best technologies for a final detector concept. Within the different calorimeters that are developed in CALICE, the SDHCAL concept consists in a semidigital hadronic calorimeter based on gaseous detectors granulated in cells of $1 \times 1 \text{ cm}^2$ as sensitive medium interleaved with stainless steel as absorbent material. The readout of the SDHCAL calorimeter is based in a multi threshold readout instead of an analog one.

The aim of this thesis is to demonstrate the feasibility of SDHCAL as hadronic calorimeter for next particle physics experiments in linear colliders. For this purpose, a 1 m^3 semidigital prototype calorimeter has been developed. The SDHCAL prototype consists of 48 GRPCs (Glass Resistive Plate Chambers) of 1 m^2 inserted between stainless steel plates 16 mm thick. The readout is performed through 1 cm^2 copper pads located on one side of a printed circuit board which also contains the readout chips on the other side. Each detector, with its electronics, is housed within a stainless steel box with 2.5 mm walls which provides protection and rigidity to the system. The prototype has close to 500000 readout channels. Before the construction of the final prototype, several GRPC prototypes have been developed. Both, the first GRPC prototypes and the semidigital calorimeter, have been tested

in high energy particle beams at different experimental areas at CERN to determine its performances. This thesis describes the processes developed for construction, testing of prototypes and the results obtained.

In the first chapters of this report, the theoretical foundations of the gaseous detectors (chapter 1) and shower formation processes in calorimeters (chapter 2) are introduced. The chapter 3 describes the framework of R&D in highly granulated calorimeters that CALICE collaboration is developing under the requirements of calorimetry intended for next linear colliders focusing on the SDHCAL technology. The process followed for the construction of the prototype SDHCAL is explained in the chapter 4. It starts with the development of different size GRPCs and its associated electronic readout system. The second part of the chapter describes the process of construction of the mechanical structure for the 1 m^2 , activity which was fully developed at CIEMAT. The last chapters describe the results obtained with the data taken during the tests with high energy particle beams both, with GRPCs and the calorimeter prototype. The tests of several GRPCs prototypes are presented in the chapter 5. The chapter 6 describes the sample selection to develop the different studies with muons (GRPC efficiency and multiplicity working as active medium of the prototype in the chapter 7) and pions and electrons (linearity and resolution in the chapter 8).

I participated in the design and construction of the prototype (specially in the definition of the quality control activities of the mechanical structure), in the setup and data taking with the prototype during several test campaigns in particle beams at CERN, and the analysis of the resulting data. The outcome of these activities has been summarized in this document.

The main conclusion was that good results were obtained after the different data analysis. Using the three threshold information, the pion energy resolution is significantly better at high energies ($> 30\text{ GeV}$) than if only one threshold is used. However, for electrons the energy resolution improvement is lower than 2% for each energy point. Using a 1 cm^2 size pad and a 2 cm absorber thick are not appropriate features to measure electromagnetic showers.

The construction of the 1 m^3 prototype and the results obtained in tests with particle beams have demonstrated the feasibility of the SDHCAL technology in order to constitute the hadronic calorimeter for the experiment of the future ILC, as presented in the Volumen 4 of the ILC Technical Design Report (ILC-TDR), to describe the different considered technologies for the ILC detectors.

Bibliografía

- [1] CMS Collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 gev with the cms experiment at the lhc. *Physics Letters B*, 716 30-61, 2012.
- [2] ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the atlas detector at the lhc. *Physics Letters B*, 716 1-29, 2012.
- [3] G. Weiglein et al. Physics interplay of the lhc and the ilc. *Phys. Rep.*, 426:47-358 472 p, October.
- [4] T. Behnke et al. The international linear collider. *Technical Design Report*, 2013.
- [5] L. Linssen et all. Physics and detectors at clic: Clic conceptual design report. *Conceptual Design Report*, 2012.
- [6] International Large Detector Collaboration. International large detector letter of intent. <http://www.linearcollider.org/physics-detectors/Detectors/Detector-LOIs>, 2010.
- [7] Silicon Detector Collaboration. Sid letter of intent. <http://www.linearcollider.org/physics-detectors/Detectors/Detector-LOIs>, 2009.
- [8] T. Behnke et al. The international linear collider. *Technical Design Report*, 3.II Accelerator Baseline Design, 2013.
- [9] J. Berenguer E. Calvo M.C. Fouz J. Puerta-Pelayo. Construcción de las estructura mecánica del prototipo de un calorímetro hadrónico de lectura semidigita. *Trabajos Científico-Técnicos del CIEMAT*, 2014.
- [10] William R. Leo. Techniques for nuclear and particle physics experiments. 1987.
- [11] F.Sauli. Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers. May 1977.

-
- [12] Particle Data Group PDG. Passage of particles through matter. July 2006.
 - [13] E.J.Kobetich and R.Katz. Energy deposition by electron beams and delta rays. *Physics Review*, 170:391-396, 1968.
 - [14] Raether. Electron avalanches and breakdowns in gases. 1964.
 - [15] G. Charpak et al. *Nuc. Instr. and Meth.*, 62:217, 1968.
 - [16] G. V. Fedotovici Yu. N. Pestov and K. N. Putilin. Spark counter with a localized discharged.
 - [17] V. Parchomchuk Yu. Pestov and N. V. Petrovykh. A spark counter with a large area. *Nuc. Instr. and Meth.*, 93:269, 1971.
 - [18] Yu. Pestov and G. Fedotovici. A picosecond time of flight spectrometer for the vepp-2m based on local-discharged spark counter. *IYAF-77-78-trans-E*, SLAC-TRANS-184, 1978.
 - [19] Yu. Pestov. Timing below 100 ps with spark counters: Work principle and applications. *112:604-621*, Presented on the 36th International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, Italy, 1998, 1998.
 - [20] ALICE-TOF. Time-of-flight technical design report. *ALICE TDR 8*, 2000.
 - [21] G. Charpak et al. Investigation of operation of a parallel-plate avalanche chamber with a csi photocathode under high gain conditions. *Nuc. Instr. and Meth.*, A 307:63-68, 1991.
 - [22] A. Arefiev et al. Parallel plate chambers: a fast detector for ionazing particles. *Nuc. Instr. and Meth.*, A 348:318-323, 1994.
 - [23] A. Akimov et al. Ceramic ppc technology and performance. *Nuc. Instr. and Meth.*, A 344:120-124, 1994.
 - [24] R. Santonico and R. Cardarelli. Devellopment of resistive plate counters. *Nuc. Instr. and Meth.*, 187:377-380, 1981.
 - [25] R. Santonico and R. Cardarelli. Progress in resistive plate counters. *Nuc. Instr. and Meth.*, A 263:20-25, 1988.
 - [26] Christian Lippmann. *Detector Physics of Resistive Plate Chambers*. PhD thesis, Johann Wolfgang Goethe Physic Faculty-Franckfurt University and CERN, 2003.
 - [27] K. Kleinknecht. Detectors for particle radiation. *Cambridge University*, Press, 1998.

-
- [28] U. Amaldi. Fluctuations in calorimetry measurements. *Physica Scripta*, 23 409-424, 1981.
 - [29] D. Fournier and L. Serin. Experimental techniques. *European School of High Energy Physics*, Dubna.
 - [30] L. Landau. The angular distribution of the shower particles. *J. Phys.*
 - [31] L. Landau and G. Rumer. Production of shower by heavy particles. *Nature*, 140 682, 1937.
 - [32] E. Longo and I. Sestili. Montecarlo calculation of photon-initiated electromagnetic showers in lead glass. *Nucl. Instr, and Meth.*, 128 283-307, 1975.
 - [33] G. Grindhammer et al. Proceedings of the workshop on calorimetry for the supercollider. *Tuscaloosa*.
 - [34] H.Brückmann. On the theoretical understanding and calculation of sampling calorimeters. *DESY*, 87-065, 1987.
 - [35] R. Wigmans. On the role of neutrons in hadron calorimetry. *Rev. Sci. Instrum*, 69 3723, 1998.
 - [36] J. R. Huizenga and R. Vandenbos. Nuclear fission, in nuclear ractions. *Edited by M.Endt and M. Demeur*, Amsterdam: North-Holland, 1962.
 - [37] J. R. Huizenga and R. Vandenbos. Nuclear fission. *New York: Academic Press*, 1973.
 - [38] R. Wigmans. Energy loss of particles in dense matter-calorimetry. *Proceedings of the ICFA School on Instrumentation in Elementary Particle Physics*, Trieste, June 1987.
 - [39] T.A. Gabriel and W. Schmidt. Calculated performance of iron-argon and iron-plastic calorimeters for incident hadrons with energies of 5 to 75 gev. *Nucl. Instru. Meth. Phys. Rev.*, 186 533-539, 1981.
 - [40] C. W. Fabjan and T. Ludlam. Calorimetry in high-energy physics. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 32 335, 1982.
 - [41] R. Wigmans. On the energy resolution of uranium and other hadron calorimeters. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 259 389-429, 1987.
 - [42] C. Leroy and P. G. Rancoita. Physics of cascading shower generation and propagation in matter: principles of high-energy, ultrahigh-energy and compensating calorimetry. *Rep. Prog. Phys.*, 63 505, 2000.

- [43] R. K. Bock T. Hansi-Kozanecka and T. P. Shah. Parametrization of the longitudinal development of hadronic shower in sampling calorimeters. *Nucl. Instru. Meth. Phys. Rev.*, 186 533-539, 1981.
- [44] C. W. Fabjan. Calorimetry in high-energy physics. *on Techniques and concepts of high.energy physics: Proceeding T Ferbel Plenum*, NATO ASI Ser. B, Physics, vol 128, 281-336, 1985.
- [45] M. G. Catanesi et al. Hadron, electron and muon response of a uranion-scintillator calorimeter. *Nucl. Instru. and Meth. A*, 260 43-54, 1987.
- [46] H.Brückmann B. Anders and U. Behrens. Hadron sampling calorimetry, a puzzle of physics. *Nucl. Instru. and Meth. A*, 263 136-149, 1988.
- [47] W.J. Willis and V. Radeka. Liquid-argon ionization chambers as total-absortion detectors. *Nucl. Instr, and Meth.*, 120 221-236, 1974.
- [48] M. Lundin et al. On the electromagnetic energy resolution of cherenkov-fiber calorimeters. *CERN-PPE/95-174*, October, 1995.
- [49] CALICE Collaboration. Design and electronics commissioning of the physics prototype of a si-w electromagnetic calorimeter for the international linear collider. *JINST*, 3:P08001.
- [50] CALICE Collaboration. Response of the calice si-w electromagnetic calorimeter physics prototype to electrons. *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research A*, 372-383, 2009.
- [51] CALICE Collaboration. Performance of the first prototype of the calice scintillator strip electromagnetic calorimeter. *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research A*, 278-289, 2014.
- [52] V. Andreev et al. A high granularity scintillator hadronic-calorimeter with sipm readout for a linear collider detector. *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research A*, 540:368-380, 2005.
- [53] V. Andreev et al. A high-granularity plastic scintillator tile hadronic calorimeter with apd readout for a linear collider detector. *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research A*, 564:144-154, 2006.
- [54] CALICE Collaboration. Construction and commissioning of the calice analog hadron calorimeter prototype. *JINST*, 5:P05004, 2010.
- [55] B.Bilki et al. Hadron showers in a digital hadron calorimeter. *JINST*, 4:P10008, 2009.
- [56] M.Bedjidian et al. Performance of glass resistive plate chambers for a high-granularity semi-digital calorimeter. *arXiv1011.5969v2*, 2011.

- [57] G. Grenier on behalf of CALICE Collaboration. Construction and commissioning of the sdhcal technological prototype. *Proceedings of CHEF 2013*.
- [58] S.Callier et al. Hardroc1, readout chip of the digital hadronic calorimeter of ilc. *2007 Nuclear Science Synopsium Conference Record.*, NSS'07. IEEE., 2007.
- [59] L.Caponetto C.Combarete C.de la Taille F.Dulucq R.Kieffer et al. First test of a power-pulsed electronics system on a grpc detector in a 3-tesla magnetic field. *JINST*, 7:P04009, 2012.
- [60] K.Belkadi on behalf of the CALICE SDHCAL group. Test beam results using an rpc semi-digital hcal. *Instrumentation and Detectors High Energy Physics - Experiment*, arXiv:1007.3009v3, 2010.
- [61] N.Lumb. Progress towards a technological prototype for a semi-digital hadron calorimeter based on glass rpcs. *arXiv1006.3674v1*, 2010.
- [62] CALICE Collaboration. Calice report to the desy physics research committee. *arXiv1105.0511v1.*, May 3 2011.
- [63] B. Bilki et al. Measurement of the rate capability of resistive plate chambers. *JINST*, 4 P06003.
- [64] SDHCAL Group CALICE Collaboration. First results of the calice sdhcal technological prototype. *CALICE Analysis Note 37*, 2012.
- [65] SDHCAL Group CALICE Collaboration. Adendum to calice analysis note 37. *CALICE Analysis Note 38*, 2012.
- [66] SDHCAL Group CALICE Collaboration. Adendum2 to calice analysis note 37. *CALICE Analysis Note 39*, 2012.